ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 MARS 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Georges Chaudron** signale la présence de M. **Gudmund Borelius**, Professeur de Physique à l'Université de Stockholm, Membre de l'Académie Royale suédoise des sciences. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats à la Chaire de Magnétisme nucléaire déclarée vacante au Collège de France.

(Renvoi à la Section de Physique.)

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 29 juin 1959 et enregistré sous le n° 13.973 est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Mécanique.

M. **Paul Pascal** fait hommage à l'Académie du tome VII de son *Nouveau Traité de chimie minérale*, d'un total de 1472 pages, divisé en deux fascicules. Cet Ouvrage a été rédigé en collaboration avec MM. Félix Trombe et Jean Loriers, Mme François Gaume-Mahn et Mlle Charlotte Henry La Blanchetais pour le scandium, l'yttrium et les éléments des terres rares, avec M. Georges Bouissières pour l'actinium.

M. **René Dujarric de la Rivière** présente un nouveau volume de la collection *Techniques de base*, qu'il dirige : *Le diagnostic de laboratoire des entérobactéries*, par M. Léon Le Minor, Professeur agrégé des Facultés,

de médecine Chef de laboratoire à l'Institut Pasteur ([1]). Il s'exprime en ces termes :

Le grand intérêt de cet Ouvrage consiste dans le fait que son auteur, connu comme étant un expert international de l'étude de ces bactéries, s'est attaché à donner un fil conducteur pour s'orienter dans une question particulièrement complexe et à sélectionner, parmi les méthodes d'étude, celles dont l'expérience lui a montré la valeur.

M. le Directeur général de l'Institut de recherches pour les huiles et oléagineux adresse en hommage à l'Académie les fascicules suivants : 1° *Mise en valeur des oléagineux tropicaux : L'Institut de recherches pour les huiles et oléagineux;* 2° *Rapport annuel* 1958 de cet Institut; 3° *Les Instituts de Recherches d'outre-mer;* 4° *Pour le développement rapide des productions d'outre-mer. Le rôle des Instituts spécialisés,* par Robert Préaud; 5° *Perspectives ouvertes par le marché commun aux oléagineux tropicaux de la Communauté,* par R.-M.-E. Michaux.

M. le Secrétaire perpétuel signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Travaux du laboratoire de Géologie de la Faculté des sciences de l'Université d'Aix-Marseille. 1959. Tome VI. *Centenaire de la création de la Chaire de Géologie.*

2° *Gerhard Münzer. Ein Vorschlag zur Lösung der ersten geodätischen Hauptaufgabe auf dem Rotationsellipsoid* (Thèse, Munich).

3° Joint Committee on atomic energy Congress of the United States. *Atomic energy legislation through 86th Congress, 1st session.*

4° id. *Scientific research in Great Britain, with emphasis on basic research and research in Atomic Energy.*

5° Académie des sciences de Géorgie. *II vsesoiouznaja topologitcheskaja konferencija* (2e Conférence topologique panunioniste). *Tbilisi* 5-10 *oktiabrja* 1959. *Tezisy dokladov.*

6° Académie des sciences de Lithuanie. *III mejrespoublikanskaja konferencija po voprosam istorii estestvoznanija i tekhniki v Pribaltike* (3e Conférence interrépublicaine sur des questions d'histoire des sciences naturelles et de technique sur les rives de la Baltique). *Tezisy dokladov.*

7° id. *Lietuvos TSR Mokslu Akademijos centrinė biblioteka* (Bibliothèque centrale de l'Académie des sciences de Lithuanie).

8° Université Lomonosov de Moscou. *Voprosy antropologii.* 1.

9° Madjelis ilmu pengetahuan Indonesia (Council for sciences of Indonesia). *Bulletin.* I. *Directory of scientific Institutions in Indonesia.*

10° *Revue des Corps de santé des Armées, terre, mer, air et du Corps vétérinaire.* Tome I, n° 1.

Il signale également plusieurs Ouvrages multicopiés :

1° Committee on Space Research, established by the International Council of Scientific Unions. 1° *Reports on national activities presented at the third COSPAR Meeting, Nice, France, January* 8-16, 1960; 2° *Report of the third COSPAR Meeting, Nice, France, January* 8-16, 1960.

2° Atelier de construction d'Issy-les-Moulineaux. Service « Documentation ». *Climat et températures du globe terrestre* (Traduction du document intitulé : *Temperaturverhältnisse auf der Erde und klimatische Erlaüterungen*, en date du 27 août 1956 établi par Süddeutsche Kühlerfabrik Julius Fr. Behr à Stuttgart-Fauerbach, Allemagne).

DÉLÉGATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

MM. **Arnaud Denjoy**, **Louis Fage** et **Maurice Fontaine**, aux Cérémonies qui auront lieu, le 29 mars 1960, à l'occasion du Cinquantenaire de la fondation de l'**Institut Océanographique** de Monaco;

M. **Armand de Gramont**, aux **Journées internationales de la recherche et de l'invention** à Paris, les 2 et 3 avril 1960;

M. **Maurice Fontaine**, au **79e Congrès annuel de l'Association française pour l'avancement des sciences**, qui se tiendra à Grenoble, du 18 au 23 juillet 1960.

(1) 1 volume 151 pages et figures. Éditions de la Tourelle, 5, rue Guynemer, à Saint-Mandé (Seine), 1960.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HISTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de quelques substances de division, particulièrement de la cinétine, sur les phénomènes d'histogénèse dans les racines isolées de* Lupinus albus. Note (*) de M. **Roger Gautheret**.

Les auxines freinent la croissance des racines isolées mais stimulent leur ramification. L'action rhizogène est bloquée par la cinétine. Le lait de coco exerce la même inhibition mais n'est pas rhizogène. Enfin, l'association de cinétine et d'auxine provoque une prolifération du parenchyme cortical suivie de la différenciation de formations cribrovasculaires ainsi qu'une accélération de l'évolution du système conducteur de la racine.

Les spécialistes de la culture des tissus végétaux ont établi, il y a plus de 20 ans, que les auxines, particulièrement l'acide indole-acétique stimulent puissamment la prolifération des cellules de nombreuses Dicotylédones, en l'orientant généralement dans le sens d'une cambiogenèse ([1]), ([2]), ([3]). Des travaux ultérieurs ont permis de constater que la vitamine B_1 peut induire également la prolifération de quelques tissus tels que ceux d'Aubépine par exemple ([4]). D'autre part, la découverte des propriétés stimulantes de divers extraits de végétaux comme le lait de Coco, le lait de Maïs, les jus de Tomate, d'Orange, etc. a ouvert un vaste champ d'exploration et permis d'espérer qu'on isolerait de nouveaux facteurs de division cellulaire.

Cette espérance ne s'est pas réalisée : les composés définis extraits du lait de Coco et auxquels on a attribué des propriétés excito-formatrices comme la 1.3-diphénylurée ([5]) et les leucoanthocyanes ([6]) semblent en fait dépourvus d'activité. Le seul effort fructueux réalisé dans cette voie a été jusqu'à présent celui entrepris par Skoog et ses collaborateurs qui, ayant mis en évidence les propriétés excito-formatrices de certaines préparations d'acide désoxyribocléique ([7]) isolèrent de celles-ci un corps nouveau la 6-furfurylaminopurine ([8]) qui stimule d'une manière remarquable la prolifération du parenchyme médullaire de Tabac, à condition d'être associée à de l'acide indole-acétique ([9]). Cette substance suscita une vive curiosité : plusieurs chercheurs ayant éprouvé son activité, aboutirent à des résultats très nuancés. Certains estiment qu'elle est inactive ou peu active à l'égard des tissus de Topinambour ([10]), ([11]) et de Carotte ([10]) tandis que d'autres affirment qu'elle stimule la multiplication des cellules de Carotte, de Pomme de terre et de Chou ([12]). A la suite de ces résultats discordants, il nous a paru intéressant d'étudier l'action de la cinétine sur certains tissus dont nous connaissions bien les propriétés.

Nous avons travaillé en premier sur la racine de Lupin blanc. Il y a près de 30 ans [13], nous avons montré que des racines isolées de cette espèce sont capables de s'allonger et de se ramifier. En même temps leur structure évolue : les cellules corticales se gonflent en tous sens tout en manifestant une certaine tendance à s'exfolier. Les cellules péricycliques se cloisonnent activement pour donner une masse de parenchyme assez abondante qui provoque des déchirures de l'écorce. Il arrive que le phloème

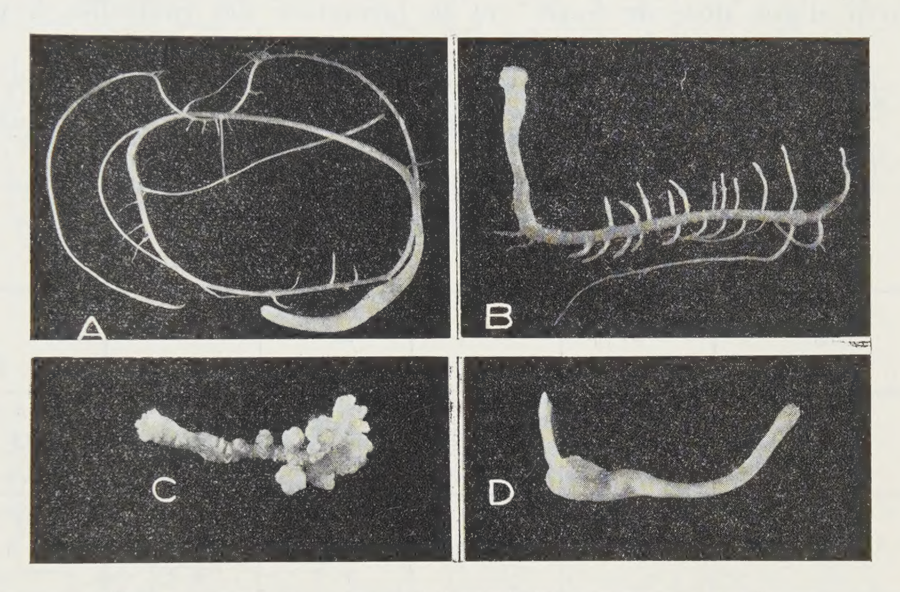


Fig. 1. — Racines ayant été cultivées pendant 45 jours dans des milieux contenant diverses substances de division.

A. Témoin.

B. Milieu contenant 5.10^{-8} d'acide indole-acétique. L'élongation de la racine a été inhibée mais sa ramification a été stimulée.

C. Milieu contenant 5.10^{-7} de 2.4-D : L'élongation de la racine et celle des radicelles ont été inhibées, mais ces dernières ont proliféré d'une manière anarchique pour donner des protubérances charnues.

D. Milieu contenant $1,5.10^{-6}$ d'acide indole-acétique et $1,5.10^{-6}$ de cinétine. L'élongation et la rhizogenèse ont été stoppées mais les régions de la racine situées au contact du substratum se sont gonflées.

participe aussi à cette prolifération désordonnée. Quant au système vasculaire qui possède au moment du prélèvement une disposition alterne, intermédiaire ou superposée primaire, il poursuit son évolution normale et, en fin de culture, on observe la présence d'abondantes formations secondaires. Les auxines, comme l'acide indole-acétique et l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D) bloquent l'élongation de la racine mais stimulent sa ramification (*fig.* 1 A et B). Sous l'influence de doses moyennes de 2.4-D (5.10^{-7}), les radicelles inhibées se gonflent par suite d'une prolifération anarchique de leur point végétatif (*fig.* 1, C). En outre, à forte dose, les auxines exaltent le gonflement des cellules corticales et la multiplication des éléments péricycliques.

Le lait de coco bloque l'élongation de la racine de la même manière que les auxines mais il n'est pas rhizogène; d'autre part, il ne modifie pas sensiblement les phénomènes d'histogenèse. Sa seule action concerne le parenchyme cortical dont les cellules se gonflent considérablement sous son influence.

La cinétine, au contraire manifeste une activité remarquable à l'égard des racines isolées de *Lupinus albus*. Elle inhibe l'élongation de la racine à partir d'une dose de 5.10^{-8} et la formation des radicelles à partir

Acide indole acétique / cinétine	0	5.10^{-8}	$5\ 10^{-7}$	$1,5.10^{-6}$	5.10^{-6}
0					
5.10^{-8}			—		
5.10^{-7}		≡ C O	= C O	— C O O + +	≡ A O O
$1,5\ 10^{-6}$		= C	= C O + +	= C O O O + +	= A + + +
5.10^{-6}	— C +	— C + +	≡ C A O O + + +	= C A O + + +	— A

Fig. 2. — Phénomènes d'histogenèse provoqués dans les racines de *Lupinus albus* par l'association de l'acide indole acétique et de la cinétine.

—, Prolifération des cellules corticales : C, de type cambial; A, de type anarchique.

O, Formation de nodules cribrovasculaires dans l'écorce.

+, Accélération de l'évolution vasculaire.

Les signes de chaque type sont d'autant plus nombreux que le phénomène considéré est plus intense.

de 5.10^{-7}. L'auxine est incapable de lever cette inhibition de la rhizogénèse : il n'y a donc pas à cet égard d'antagonisme compétitif entre ces deux substances. On constate également que les racines traitées par une dose de cinétine au moins égale à 5.10^{-7} se gonflent et deviennent charnues. Cette action est renforcée par la présence d'une auxine et, dans ce cas, il semble qu'un phénomène de synergie se manifeste. Le fait que, seules les régions situées au contact du milieu de culture, réagissent (*fig.* 1, D) indique qu'il ne doit pas y avoir de diffusion de la cinétine au sein des tissus.

L'examen de coupes pratiquées dans les racines permet de constater que l'action conjuguée de l'acide indole-acétique et de la cinétine provoque

de remarquables phénomènes d'histogenèse. Employé seul, l'acide indole-acétique exalte l'accroissement des cellules corticales; la cinétine agit de même à faible dose (5.10^{-7} à $1,5.10^{-6}$) tandis qu'à forte dose (5.10^{-6})

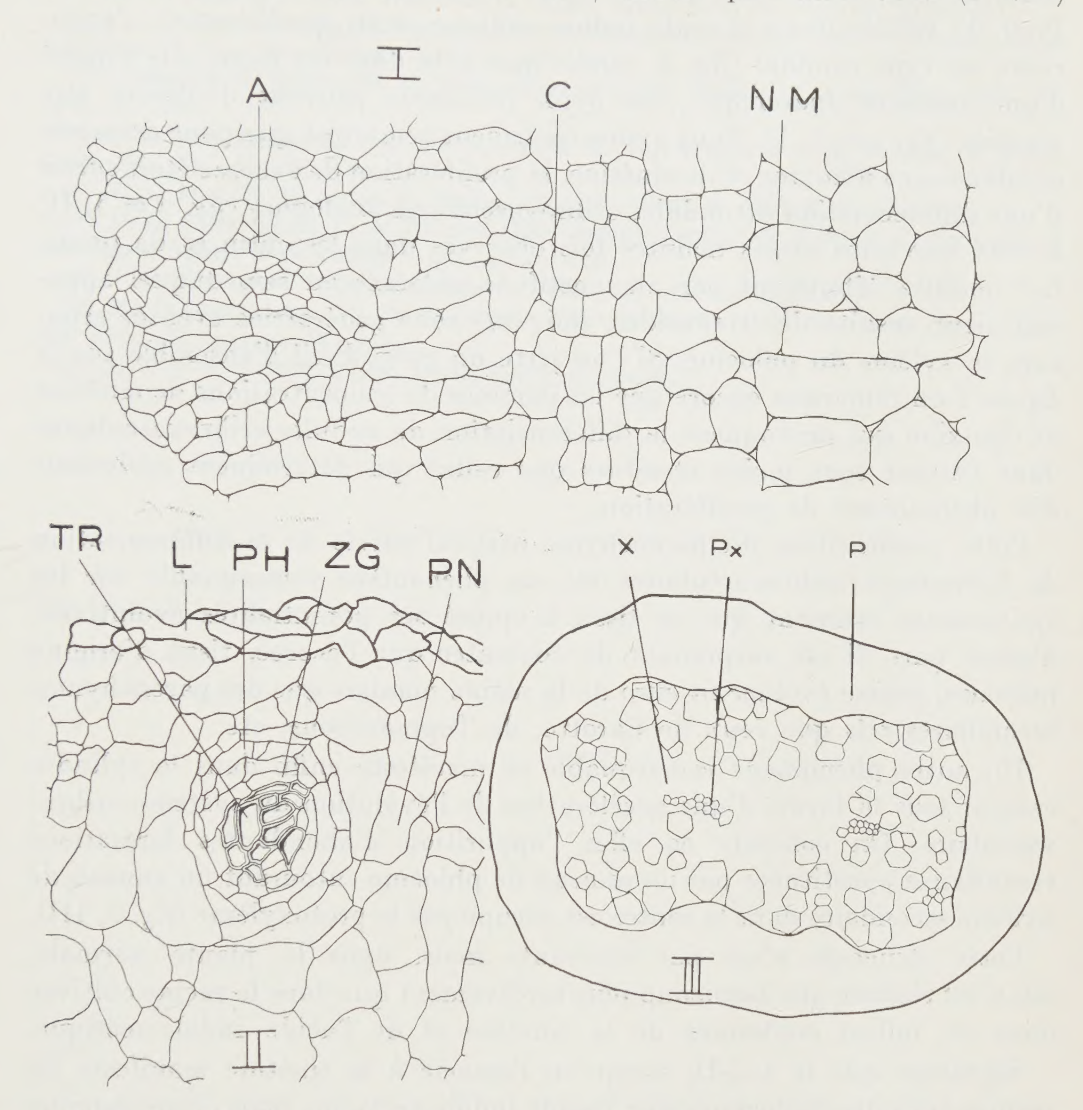


Fig. 3. — Coupes pratiquées dans des racines de *Lupinus albus* ayant été cultivées dans des milieux contenant de l'acide indole-acétique et de la cinétine.

I. Le milieu renfermait 5.10^{-7} d'acide indole-acétique et 5.10^{-6} de cinétine. On voit que la région superficielle de l'écorce a proliféré d'une manière anarchique (A), tandis que la région interne a produit une sorte de cambium (C). NM correspond à la partie du parenchyme cortical n'ayant pas réagi.

II. Le milieu renfermait 5.10^{-6} d'acide indole-acétique et 5.10^{-7} de cinétine. On voit un nodule cribrovasculaire qui s'est différencié dans le parenchyme cortical en voie de prolifération (PN). TR, trachéides; PH, phloème; ZG, zone génératrice; L, cellules lignifiées à la périphérie de l'écorce.

III. Le milieu renfermait 5.10^{-7} d'acide indole-acétique et 5.10^{-6} de cinétine. La coupe intéresse le cylindre central. L'évolution du système cribrovasculaire a été accélérée On constate en effet l'existence d'un xylème secondaire (X), très épais, entourant complètement le protoxylème (PX). Ce xylème renferme des vaisseaux et des trachéides de fort calibre. P, phloème.

elle provoque l'accroissement de certaines cellules de l'écorce et un recloisonnement peu intense de certaines autres. Or, l'association des deux substances détermine une prolifération importante des cellules corticales. Pour de faibles doses d'acide indole-acétique, cette prolifération s'apparente au type cambial (*fig.* 2) tandis que si la dose est forte, elle s'opère d'une manière anarchique; les deux processus peuvent d'ailleurs être associés (*fig.* 2 et 3, I). Nous avons également remarqué que pour certaines combinaisons d'auxine et de cinétine, la prolifération de l'écorce était suivie d'une différenciation de nodules cribrovasculaires analogues (*fig.* 2 et 3, II) à ceux que nous avons maintes fois observés dans les cultures de tissus. Ces nodules débutaient par un massif de phloème au sein duquel apparaissaient ensuite des trachéides, puis une zone génératrice cyclisée séparant le xylème du phloème. Si l'on jette un coup d'œil d'ensemble sur la figure 2 on remarque encore que les gammes de concentrations de cinétine et d'auxine qui provoquent la différenciation de nodules cribrovasculaires dans l'écorce sont moins étendues que celles qui déterminent seulement des phénomènes de prolifération.

Cette prolifération du parenchyme cortical suivie de la différenciation de formations cribrovasculaires est un phénomène remarquable car les anatomistes estiment que ce tissu a épuisé ses potentialités évolutives; d'autre part, il est surprenant de constater que l'écorce, tissu d'origine primaire, puisse évoluer *in vitro* de la même manière que des parenchymes secondaires tels que ceux de Carotte, de Topinambour, etc.

Un autre phénomène remarquable se manifeste enfin dans le cylindre central sous la forme d'une accélération de l'évolution du système cribrovasculaire. On constate en effet l'apparition d'abondantes formations secondaires constituées par un anneau de phloème entourant un anneau de xylème secondaire dont le centre est occupé par le protoxylème (*fig.* 3, III).

Cette structure n'est pas aberrante mais, dans la plante normale, elle n'est réalisée que beaucoup plus tardivement que dans la racine cultivée dans un milieu contenant de la cinétine et de l'acide indole-acétique.

Signalons que le 2.4-D, lorsqu'on l'associe à la cinétine manifeste les mêmes activités histogènes que l'acide indole-acétique, mais d'une manière plus marquée. En particulier, l'association de 2.4-D et de cinétine exalte considérablement la différenciation du système vasculaire et celui-ci est représenté par des éléments bien plus nombreux mais plus petits que dans le cas de l'association acide indole-acétique-cinétine.

On voit donc que la cinétine manifeste des phénomènes de synergie avec les auxines; dans le cas de la racine de Lupin, ces phénomènes se traduisent par la prolifération et l'organisation du parenchyme cortical ainsi que par une accentuation de la différenciation du système vasculaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) R. J. Gautheret, *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 7-9.

(2) R. J. Gautheret, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1161-1164.

(3) P. Nobécourt, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 521.

(4) D. Paris, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 449.

(5) E. M. Shantz et F. C. Steward, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6351-6353.

(6) F. C. Steward et E. M. Shantz, *The Chemistry and mode of action of Plant growth substances*, Symp. Wye College, 1955, p. 165-186.

(7) C. Miller, F. Skoog, M. H. Von Saltza et F. M. Strong, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1392.

(8) C. Miller, F. Skoog, F. S. Okumura, M. H. Von Saltza et F. M. Strong, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 2662.

(9) N. K. Das, K. Patau et F. Skoog, *Physiol. Plant.*, 9, 1956, p. 640-651.

(10) F. C. Steward et E. M. Shantz, *The Chemistry and mode of action of Plant growth substances*, Symp. Wye College, 1955, p. 165-186.

(11) J. P. Nitsch et C. Nitsch, *Amer. J. Bot.*, 43, 1956, p. 839-851.

(12) M. J. Olszewska, W. Maciejewska Potapczykowa et E. Sempinska, *Act. Soc. Bot. Pol.*, 26, 1957, p. 583-596.

(13) R. J. Gautheret, *Thèse*, Paris, 1935, 279 pages.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la totalité des systèmes d'exponentielles imaginaires.* Note (*) de M. **Paul Koosis**, transmise par M. Paul Montel.

Dans une Note récemment parue ([1]), J. P. Kahane a donné un exemple d'une suite réelle mesurable $\{\lambda_k\}$ pour laquelle l'ensemble des exponentielles $\{e^{2\pi i\lambda_k x}\}$ est total sur des intervalles ayant une longueur *plus grande* que la densité de $\{\lambda_k\}$. Cette suite consiste en groupes de points très serrés, s'éloignant rapidement les uns des autres quand on avance sur l'axe réel, et Kahane demande s'il y a des suites régulières ayant la même propriété.

Le but de cette Note est de montrer comment on peut construire de telles suites. Dans ce qui suit, l'exemple lui-même m'a été proposé par M. P. Malliavin. Il y était parvenu après des raisonnements que je ne comprenais pas tout à fait, et ce n'est que plus tard que, avec un autre but en vue, j'ai été conduit au théorème ci-dessous. Ce théorème mène droit aux exemples du type envisagé par Malliavin.

1. Étant donné une suite $\Lambda = \{\lambda_k\}$ de nombres réels, posons

$$n(t) = \operatorname{sgn} t \times \text{nombre de points de } \Lambda \text{ entre } 0 \text{ et } t.$$

Théorème. — *Si les* $e^{i\lambda_k u}$ *forment un système non total sur* $[-\pi D, \pi D]$, *il existe une fonction* $K(x) \geqq 0$ *telle que*

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{K(x)}{1+x^2}\,dx < \infty, \tag{1}$$

$$\int_0^R \frac{n(x+t)-n(x-t)}{2t}\,dt \leqq DR + K(x) \qquad (R \geqq 0,\ x \text{ réel}). \tag{2}$$

Démonstration. — Si l'hypothèse a lieu, il y aura une fonction $F(z)$ entière de type exponentiel $\leqq \pi D$, bornée en module par 1 sur l'axe réel, et ayant parmi ses zéros tous les points de Λ. La formule de Jensen montre alors que le côté gauche de (2) est majoré par

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \log|F(x+Re^{i\theta})|\,d\theta - \frac{1}{2\pi}\log|F(x)|.$$

Puisque $\log|F(x+iy)| \leqq \pi D|y|$, on a (2) avec

$$K(x) = \frac{1}{2\pi}\log\left|\frac{1}{F(x)}\right|.$$

Que $K(x)$ satisfasse (1) est bien connu ([2]).

2. Exemple. — *Il existe une suite d'entiers* Λ *de densité zéro telle que* $\{e^{i\lambda_k u}\}$ *est total sur chaque intervalle de longueur* $< 2\pi$.

Construction. — Les N_n seront des entiers tendant rapidement vers l'infini, et $\{\rho_n\}$ sera une suite de nombres tendant vers zéro, mais de sorte que $\rho_n N_n \to \infty$. La suite Λ est formée des *entiers* compris dans la réunion des intervalles $[(1-\rho_n)N_n, (1+\rho_n)N_n]$ (ces intervalles ne doivent pas se chevaucher).

Supposons que $\{e^{i\lambda_k u}\}$ soit non total sur $[-\pi D, \pi D]$ avec $D < 1$, appliquons la conclusion (2) du théorème, et voyons de quelle grandeur doit être $K(x)$.

Pour $x \in I_n = [(1-\rho_n/2)N_n, (1+\rho_n/2)N_n]$ et $R \leq (N_n \rho_n/2)$, on a évidemment

$$\int_0^R \frac{N(x+t)-N(x-t)}{2t}\,dt = R - o(\log R),$$

de sorte que forcément $K(x) \geq [(1-D)/3]\, N_n \rho_n$ si n est assez grand. Donc,

$$\int_{I_n} \frac{K(x)}{x^2}\,dx \geq \frac{1-D}{4}\rho_n^2 \qquad \text{pour } n \text{ assez grand},$$

et l'inégalité (1) sera ainsi contredite dès que

$$(3) \qquad \sum_n \rho_n^2 = \infty.$$

Or, si

$$\frac{1}{(1-\rho_n)\,N_n}\sum_1^n 2\rho_k N_k \to 0, \qquad n \to \infty,$$

Λ est de densité zéro; et nous pouvons assurer ceci, et (3), en prenant par exemple $N_n = 10^n$, $\rho_n = n^{-1/2}$. L'ensemble $\{e^{i\lambda_k u}\}$ ne saurait donc être non total sur $[-\pi D, \pi D]$ si $D < 1$, mais le sera dès que $D \geq 1$ puisque les λ_k sont des entiers.

Étant donné D et D' quelconques avec $D' > D$, il est clair que le même procédé servira à obtenir des suites Λ de densité D pour lesquelles $\{e^{i\lambda_k u}\}$ est non total seulement sur les intervalles de longueur $\geq 2\pi D'$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J.-P. Kahane, *Ann. Inst. Fourier*, Grenoble, 8, fasc. 1, 1959, p. 273-275.

(2) R. P. Boas, *Entire Functions* (§ 6.3), Academic Press, New York, 1954.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certains théorèmes d'interpolation.* Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, transmise par M. Paul Montel.

On donne deux méthodes assez générales d'obtention de théorèmes d'interpolation.

1. Les notations sont celles de (1). Soit E un espace de Banach, Λ le générateur infinitésimal d'un semi-groupe $t \to G(t)$, fortement continu et borné, $G(0)e = e$ pour tout $e \in E$. On désigne par $T^0(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-1}(G(t)e - e) \in L^p(0, \infty; E), \qquad 1 < p \leq \infty, \qquad \frac{1}{p} + \alpha = \theta \in]0, 1[\quad (2).$$

Soit par ailleurs X un espace localement compact, $d\mu$ une mesure positive sur X, ψ_0 et ψ_1 deux fonctions > 0 mesurables, $\psi_0^{b_0}$ et $\psi_1^{b_1}$ étant localement intégrables. On désigne par $L^b(X, \psi)$ l'espace des fonctions f telles que $\psi f \in L^b(X)$.

Théorème 1. — *Soit π un opérateur linéaire continu de $E^1 = D(\Lambda)$ dans $L^{b_0}(X, \psi_0)$ et de E dans $L^{b_1}(X, \psi_1)$. Alors :*

1° *Si $1 < p \leq \inf(b_0, b_1) \leq \infty$, $1/p + \alpha = \theta \in]0,1[$, π est un opérateur linéaire continu de $T^0(p, \alpha)$ dans $L^{b_0}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^{\theta})$, $1/b_0 = (1 - \theta)/b_0 + \theta/b_1$;*

2° *si $p > \inf(b_0, b_1)$, π est un opérateur linéaire continu de $T^0(p, \alpha)$ dans $\bigcap L^{b_{0^\star}}(X, \psi_0^{1-\theta^\star}\psi_1^{\theta^\star})$, $\theta^\star > 0$.*

Résultat analogue lorsqu'on considère une famille finie de générateurs infinitésimaux de semi-groupes bornés et commutatifs (1).

Supposons maintenant que Λ soit générateur infinitésimal d'un *groupe* $G(t)$; soit $D(\Lambda^2)$ l'espace des $e \in D(\Lambda)$ tels que $\Lambda e \in D(\Lambda)$; soit $S_0(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-2}(G(t)e + G(-t)e - 2e) \in L^p(0, \infty; E),$$

et soit $S_1(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-2}\int_0^t (G(\sigma)e + G(-\sigma)e - 2e)\, d\sigma \in L^p(0, \infty; E).$$

Théorème 2. — *Soit π un opérateur linéaire continu de $D(\Lambda^2)$ dans $L^{b_0}(X, \psi_0)$ et de E dans $L^{b_1}(X, \psi_1)$. Alors, si $1 < p \leq \inf(b_0, b_1) \leq \infty$, $1/p + \alpha = \theta \in]0,1[$, π est un opérateur linéaire continu de $S_0(p, \alpha)$ (resp. $S_1(p, \alpha)$) dans $L^b(X, \psi_0^{1-\theta/2}\psi_1^{\theta/2})$ où $1/b = (1 - \theta/2)/b_0 + (\theta/2)/b_1$ (resp. $L^{b^\star}(X, \psi_0^{(1-\theta)/2}\psi_0^{(1+\theta)/2})$ où $1/b^\star = (1 - \theta)/2b_0 + (1 + \theta)/2b_1$). Résultat du type de 2° (th. 1), si $p > \inf(b_0, b_1)$.*

Voici la méthode de démonstration; (i) soit $e \in T^0(p, \alpha)$; il existe $u(t)$ avec $t^\alpha u \in L^p(0, \infty; D(\Lambda))$, $t^\alpha u' = t^\alpha(\partial u/\partial t) \in L^p(0, \infty; E)$, $u(0) = e$, u dépen-

dant continûment de e (3); (ii) on introduit $\pi(u(t)) = v(t)$ qui vérifie $t^\alpha v \in L^p(0, \infty; L^{b_0}(Y, \psi_0))$, $t^\alpha v' \in L^p(0, \infty; L^{b_1}(Y, \psi_1))$. Il reste à vérifier que, dans le cas 1° du théorème 1, $v(0)\ (= \pi e) \in L^{b_\theta}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ et dépend continûment de v. On utilise dans ce but l'inégalité suivante, avec $p = q$:

$$(\star) \qquad |f(0)| \leq c\left(\int_0^\infty |t^\alpha f(t)|^p\, dt\right)^{\frac{1-\theta}{p}} \left(\int_0^\infty |t^\beta f'(t)|^q\, dt\right)^{\frac{\theta}{q}},$$

où $1/p + \alpha = 1/q + \beta = \theta$, c constante (dépendant de θ). Appliquant cette inégalité à la fonction $t \to u(x, t)$, puis utilisant les inégalités de Holder et de Ingham-Jessen (4), on déduit le résultat. Pour le cas 2° du théorème 1, on se ramène au cas 1° (5).

La méthode se prête à de nombreuses variantes : 1° on peut retrouver le théorème de M. Riesz (6) — y compris le cas de mesures différentes (7) — mais nous n'avons pas pu obtenir complètement la convexité de la norme; 2° on peut remplacer les L^b par des espaces de Hardy (8), des espaces L^b construits à partir d'une famille de poids, des espaces $L^b(L^{b\star})$, etc.; 3° si π est linéaire continue de $H^{k_0, a}$ (9) dans $L^{b_0}(X, \psi_0)$ et de $H^{k_1, a}$ dans $L^{b_1}(X, \psi_1)$, alors π est linéaire continue de $H^{(1-\theta)k_0+\theta k_1, a}$ dans $L^{b_\theta}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ (10).

2. Voici une deuxième méthode d'obtention de théorèmes d'interpolation. Une fonction φ de R^n vérifie (P_k) si : (i) $\varphi > 0$, φ et $1/\varphi$ sont indéfiniment différentiables; (ii) $D^p\varphi/\varphi \in L^\infty(R^n)$, $|p| \leq k$. On désigne par $H_\varphi^{k, a}$, $1 < a < \infty$, l'espace des f avec $\varphi f \in H^{k, a}$, k entier > 0. Alors, *si* φ_0 *et* φ_1 *vérifient* (P_k) *et si* π *est un opérateur linéaire continu de* $H_{\varphi_0}^{k, a}$ *dans* $L^{b_0}(X, \psi_0)$ *et de* $H_{\varphi_1}^{k, a}$ *dans* $L^{b_1}(X, \psi_1)$, *avec* $1 < a \leq \inf(b_0, b_1)$, *alors* π *est linéaire continu de* $H_{\varphi_0^{1-\theta}\varphi_1^\theta}^{k, a}$ *dans* $L^{b_\theta}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$. Ce théorème peut être obtenu — et même complété — par utilisation des fonctions de variables complexes, mais la méthode qui suit, « réelle » et élémentaire, se prête à de nombreuses variantes (11).

A f donnée dans $H_{\varphi_0^{1-\theta}\varphi_1^\theta}^{k, a}$ on associe $u = (\varphi_0\varphi_1^{-1})^\lambda\, Z(t(\varphi_0\varphi_1^{-1})^\lambda)f$, où $\lambda = (1-\theta)a'$, $(1/a) + (1/a') = 1$, $t \to Z(t)$ étant indéfiniment différentiable à support complact, $\int Z(t)\, dt = 1$. On vérifie que

$$|t|^{\frac{1}{\lambda}} u \in L^a(-\infty, +\infty; H_{\varphi_0}^{k, a}) \qquad \text{et} \qquad u \in L^a(-\infty, +\infty; H_{\varphi_1}^{k, a}).$$

On introduit ensuite $v(t) = \pi(u(t))$, qui vérifie

$$|t|^{\frac{1}{\lambda}} v \in L^a(-\infty, +\infty; L^{b_0}(X, \psi_0)), \qquad v \in L^a(-\infty, +\infty; L^{b_1}(X, \psi_1)).$$

On vérifie enfin que dans ces conditions, $\int_{-\infty}^{+\infty} v(t)\, dt$ a un sens, appartient à $L^{b_\theta}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ et dépend continûment de v. Comme $\int_{-\infty}^{+\infty} u(t)\, dt = f$, on peut prendre $\int_{-\infty}^{+\infty} v(t)\, dt = \pi f$, et le résultat suit.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. L. Lions, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2259.

(2) Le cas $p = \infty$ est admissible dans (1).

(3) *Cf.* J. L. Lions, *Ann. Scuola Norm. Sup. Pisa*, 1959, p. 389-403; pour le cas des groupes, *ibid.*, 1960. Dans le cas des groupes, l'inégalité (★) ci-après est à remplacer par une inégalité du même type mais contenant f'' au lieu de f'.

(4) *Cf.* Hardy, Littlewood et Polya, *Inequalities*, Cambridge, 1934.

(5) En perdant quelque chose, il est probable que le résultat 2° peut être amélioré.

(6) M. Riesz, *Acta Math.*, 49, 1926, p. 465-497.

(7) E. M. Stein, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 83, 1956, p. 482-492; E. M. Stein et G. Weiss, *ibid.*, 87, 1958, p. 159-172.

(8) On obtient aussi des variantes de R. Salem-A. Zygmund, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 34, 1948, p. 443-447.

(9) $H^{k,a}$ est l'espace des fonctions f telles que $\mathcal{F}^{-1}((1 + \xi^2)^{k/2} \mathcal{F} f) \in L^a$, $\mathcal{F}$ désignant la transformation de Fourier, $1 < a < \infty$.

(10) Pour l'interpolation d'opérateurs de $C^{(k)}$ dans L^b, *cf.* E. Gagliardo, *Interpolazione di spazi di Banach e applicazioni*, Edizioni Scientifiche, Genova, 1959, p. 1-57.

(11) Semble spécialement adapté à l'interpolation « par rapport au poids »; on peut également retrouver par cette méthode — sans la convexité de la norme — (6), (7).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Formules sommatoires et corps quadratiques : Sur les séries de Hecke.* Note (*) de M. **Pierre Barrucand**, présentée par M. Henri Villat.

Soit θ^2 un entier positif sans diviseur carré et $\equiv 2,3 \pmod 4$ et $\mu = m + n\theta$ un entier quelconque du corps $C(\theta)$ mais $\mu \neq 0$; $\bar{\mu} = m - n\theta$;

$$N_\mu = |\mu\bar{\mu}|, \qquad v_a(\mu) = (\operatorname{sgn}\mu\bar{\mu})^a \quad (a = 1, 0) \qquad \text{et} \qquad \omega_\mu = \frac{1}{2}\log\left|\frac{\mu}{\bar{\mu}}\right|.$$

Définissons η, la plus petite solution > 1 dans $C(\theta)$ de $\eta\bar{\eta} = +1$; $c = \pi/(2\log\eta)$, $q = e^{-2\pi c}$ et construisons un système de fonctions elliptiques à partir de q, $2c = K'/K$. Convenons, en outre,

$$\int_{(\Xi)} = \frac{1}{2\pi i}\int_{\Xi - i\infty}^{\Xi + i\infty} \qquad \text{et} \qquad Z[2K'(x+y)] + Z[2K'(x-y)] + \frac{2x}{K} = \mathfrak{Z}(x, y).$$

La fonction $\mathfrak{Z}(x, y)$ est périodique imaginaire [1], car

$$\mathfrak{Z}(x+i, y) = \mathfrak{Z}(x, y).$$

Nous définirons le symbole $\sum\limits_{\mu}^{*}$ par $\sum\limits_{\mu} f(\mu) = \sum\limits_{\mu}^{*}\sum\limits_{l=-\infty}^{+\infty} f(\mu\eta^l)$. En particulier

$$V_{n,a}(s) = \sum_{\mu}^{*} v_a(\mu)\cos 4nc\omega_\mu N_\mu^{-s}.$$

Dans les notations de Hecke :

$$\sum_{\mu}^{*} = \sum_{(\mu)_0} = e(1)\sum_{(\mu)} \qquad \text{et} \qquad V_{n,a}(s) = e(1)\zeta(s, \lambda_n v_a) = e(1)\zeta(s, \lambda_{-n} v_a) \quad [2].$$

Soit maintenant $\alpha_n = n\theta - [n\theta] - 1/2$ et $\varphi(s) = \sum \alpha_n n^{-s}$, la fonction $\varphi(s)$ n'a d'autres singularités que des pôles et est régulière pour P. R. $(s) > 0$. On a

$$(1) \qquad \varphi(s) = \theta\zeta(s-1) - \Phi_0(s) + \Phi_1(s),$$

avec

$$(2) \qquad \Phi_a(s) = \theta c\frac{(2\pi)^{s-2}}{\Gamma(s)}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{\pi V_{n,a}\left(1 - \frac{s}{2}\right)}{4\sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} + inc\right)\sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} - inc\right)}.$$

De V. P. $\int_0^\infty \frac{x^{s-1}}{x-1}dx = -\pi\operatorname{cotg}\pi s$ on déduira

$$(3) \qquad \frac{4q^n}{1-q^{2n}}\int_0^\infty \frac{\sin(4nc\log x)}{x^4 - 1}x^{s-1}dx = \frac{\pi}{4\sin\pi\left(\frac{s}{4} + inc\right)\sin\pi\left(\frac{s}{4} - inc\right)}.$$

Définissons la série absolument convergente

$$E_n(s, \varpi) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{\pi \cos 4nc\varpi}{4 \sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} + inc\right) \sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} - inc\right)},$$

on a, ε étant un nombre positif arbitrairement petit,

$$(4) \quad \int_{(-\varepsilon)} E_a(s, \varpi)\, x^{-s}\, ds = \frac{x^{2+2a}}{x^4 - 1}\left[\frac{4}{\pi}\log x + \sum_{1}^{\infty} \frac{8\,q^k}{1-q^{2n}} \sin(4nc\log x)\cos 4nc\varpi\right]$$

$$= \frac{2\,K}{\pi} \cdot \frac{\mathfrak{Z}\left(\frac{\log x}{\pi}, \varpi\right) x^{2+2\alpha}}{x^4 - 1}.$$

Cette fonction est d'ailleurs uniforme à cause de la périodicité de $\mathfrak{Z}(x, y)$. D'autre part dans (2) la série $V_n[1-(s/2)]$ est absolument convergente si P. R. $(s) < 0$, donc dans ce cas

$$(5) \qquad \Phi_a(s) = \frac{c\theta(2\pi)^{s-2}}{\Gamma(s)} \sum_{\mu}^{*} v_a(\mu)\, E_a(s, \omega_\mu)\, N_\mu^{-1+\frac{s}{2}}.$$

Maintenant

$$D(x) = \sum_{1}^{\infty} \alpha_n e^{-2\pi n x} = \int_{(1+\varepsilon)} \Gamma(s)\,\varphi(s)(2\pi x)^{-s}\, ds = A + \sum_{-\infty}^{+\infty} B_n - D_0 + D_1$$

avec

$$A = \theta\left[\frac{e^{2\pi x}}{(e^{2\pi x}-1)^2} - \frac{1}{4\pi^2 x^2}\right].$$

B_n étant le résidu du pôle $4\,nic$, on a

$$B_n = \frac{-i\theta c}{8\pi^2}\,\frac{q^n}{1-q^{2n}}\, V_{n,1}(1-2nic)\, x^{-4nic} \qquad \text{sauf} \quad B_0 = \frac{-\theta c}{2\pi^3}\left[2\,V_{0,1}(1)\log x + V'_{0,1}(1)\right]$$

et

$$(6_0) \qquad D_0 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}^{*} \frac{x^2}{x^4 - N_\mu^2}\, \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right);$$

$$(6_1) \qquad D_1 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}^{*} \frac{v_1(\mu)\, x^4}{N_\mu(x^4 - N_\mu^2)}\, \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right),$$

groupant les termes deux à deux on a aussi

$$D_1 - D_0 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}^{*} \frac{v_1(\mu)\, x^2}{N_\mu[x^2 + v_1(\mu)\, N_\mu]}\, \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right).$$

Définissons

$$M_a(t, \varpi) = \mathcal{G}\int_{(\varepsilon)} \frac{e^{tx}\, \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x}{\pi}, \varpi\right) x^{2+2a}\, dx}{x^4 - 1} = \frac{\pi}{2K}\int_{(1+\varepsilon)} \frac{E_a(1-s, \varpi)\, t^{-s}}{\Gamma(1-s)}\, ds$$

et soit $f(x)$ une fonction décroissante, $F(s)$ sa transformée de Mellin

et $g_a(x) = \int_0^\infty M_a(xy)\,[f(y) - f(0)]\,dy$. Nous aurons

$$\sum \alpha_n f(n) = \int_{(\varepsilon)} \theta\, F(s)\, \zeta(s-1)\, ds + \sum_{-\infty}^{+\infty}{}' B_n^* - \int_{(-\varepsilon)} F(s)\, \Phi_0(s)\, ds$$
$$+ \int_{(-\varepsilon)} F(s)\, \Phi_1(s)\, ds = A^* + \tilde{B} - D_0^* + D_1^*.$$

Le calcul de $A^\star$ et de $\tilde{B}$ ne présente aucune difficulté et en général le résidu

$$B_n^* = \frac{-i\theta c}{2}\,\frac{q^n}{1-q^{2n}}\,\frac{F(4nic)(2\pi)^{4nic-2}}{\Gamma(4nic)} \qquad \text{sauf si} \quad n = 0.$$

D'autre part,

$$D_a^* = \sum_\mu{}^* \frac{c\theta v_a(\mu)}{2\pi\sqrt{N_\mu}} \int_{(1+\varepsilon)} \frac{F(1-s)}{\Gamma(1-s)}\, E_a(1-s,\, \omega_\mu)\left(2\pi\sqrt{N_\mu}\right)^{-s} ds$$
$$= \sum_\mu{}^* \frac{K'\theta}{2\pi^2}\,\frac{v_a(\mu)}{\sqrt{N_\mu}}\, g_a\left(2\pi\sqrt{N_\mu},\, \omega_\mu\right).$$

D'où la formule sommatoire

$$(7) \qquad \sum \alpha_n f(n) = A^* + \tilde{B} - \frac{K'\theta}{2\pi^2} \sum_\mu{}^* \frac{g_0(2\pi\sqrt{N_\mu},\, \omega_\mu)}{\sqrt{N_\mu}} + \frac{K'\theta}{2\pi^2} \sum_\mu{}^* \frac{v_1(\mu)}{\sqrt{N_\mu}}\, g_1(2\pi\sqrt{N_\mu},\, \omega_\mu).$$

On peut d'ailleurs grouper les termes de $D_1^* - D_0^*$ deux à deux et les conditions que doit remplir la fonction $f(x)$ sont celles de la validité des formules de Poisson, Voronoï, etc. convenablement généralisées.

A partir de la fonction

$$\varphi^*(s) = \sum \beta_n n^{-s} = \theta^{-1}\zeta(s-1) - \theta^{-s}\Phi_0(s) - \theta^{-s}\Phi_1(s) \qquad \left(\beta_n = \frac{n}{\theta} - \left[\frac{n}{\theta}\right] - \frac{1}{2}\right)$$

on construira de la même façon une formule sommatoire par $\sum \beta_n f(n)$.

On observera que les formules (6) rattachent de façon simple les séries de Hecke à la théorie des fonctions elliptiques, ce qui semble nouveau.

(*) Séance du 14 mars 1960.
(1) J. Glaisher, *Messenger*, 15, 1923 p. 92 et suiv.
(2) E. Hecke, *Abhandl. Math. Sem. Hamburg*, 1, 1922, p. 54-76, 117 et suiv.
(3) H. Behnke, *Ibid.*, 2, 1923, p. 90, note (9).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une relation de récurrence concernant les nombres de Stirling.* Note (*) de MM. **Dragoslav S. Mitrinović** et **Dragomir Djoković**, présentée par M. Henri Villat.

On démontre la relation (3) qui exprime le nombre S_n^{n-k} $(k < n)$ au moyen des nombres $S_n^{n-\nu}$ $(\nu = 0, 1, \ldots, k-1)$.

1. Dans cette Note il s'agit des nombres de Stirling de première espèce S_n^r, définis par la relation

(1) $$(x)_n = x(x-1)\ldots(x-n+1) = \sum_{r=1}^{n} S_n^r x^r,$$

avec

$$S_0^0 = 1; \qquad S_n^0 = 0 \quad (n \geq 1); \qquad S_n^r = 0 \quad (r > n).$$

Les nombres S_n^r vérifient la relation de récurrence que voici

(2) $$S_{n+1}^r = S_n^{r-1} - n S_n^r.$$

Nous allons démontrer la relation suivante :

(3) $$(-1)^k S_n^{n-k} = \frac{1}{k}\binom{n}{k+1}\sum_{\nu=0}^{k-1}(-1)^\nu \frac{n-\nu}{\nu+1}\,\frac{\binom{k+1}{\nu}}{\binom{n}{\nu+1}}\,S_n^{n-\nu} \qquad (k < n),$$

ou bien

(4) $$(-1)^{n-m} S_n^m = \frac{1}{n-m}\sum_{\nu=0}^{n-m-1}(-1)^\nu \binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu} \qquad (m < n).$$

2. A partir de l'identité

$$f(x) = x(x-1)\ldots(x-n+1) = \sum_{\nu=0}^{n-1} S_n^{n-\nu} x^{n-\nu},$$

on obtient

$$\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} = \sum_{\nu=0}^{n-m+1}(-1)^{n-m+1-\nu}(n-\nu)(n-\nu-1)\ldots(n-\nu-m+2)\,S_n^{n-\nu}.$$

On en tire

(5) $$\frac{(-1)^{n-m+1}}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} = \sum_{\nu=0}^{n-m+1}(-1)^\nu \binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu},$$

d'où il s'ensuit

(6) $$\sum_{\nu=0}^{n-m-1}(-1)^\nu \binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu} = \frac{(-1)^{n-m+1}}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} + (-1)^{n-m}\left(S_n^{m-1} - m S_n^m\right).$$

Mettant à profit les relations (2) et (6), on voit que la démonstration

de la formule (4) se réduit à la vérification de la formule

$$S_{n+1}^{m} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}}f(x)\right]_{x=-1}. \tag{7}$$

Si l'on pose $f(x) = x(x-1)\ldots(x-n+1)$, on admet

$$tf(t-1) = tg(t) = t(t-1)(t-2)\ldots(t-n) = \sum_{\nu=0}^{n} S_{n+1}^{n+1-\nu} t^{n+1-\nu}.$$

On en déduit

$$f(t-1) = g(t) = \sum_{\nu=0}^{n} S_{n+1}^{n+1-\nu} t^{n-\nu},$$

où le coefficient devant t^{m-1} est le nombre de Stirling S_{n+1}^{m}.

En appliquant la formule de Taylor on obtient

$$S_{n+1}^{m} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dt^{m-1}}g(t)\right]_{t=0}. \tag{8}$$

Étant donné que $t = x+1$ et $g(x+1) = f(x)$, la formule (8) devient

$$S_{m}^{n+1} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{d(x+1)^{m-1}}g(x+1)\right]_{x=-1} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}}f(x)\right]_{x=-1}.$$

Par suite, la formule (7) est démontrée et avec elle la formule (3).

3. Les formules fournissant les nombres de Stirling :

$$S_n^{n-k} \quad (\text{pour } k = 1, 2, \ldots, 50 \text{ et } n, \text{ nombre naturel arbitraire})$$

sont obtenues déjà par une autre voie [1] sous la forme

$$S_n^{n-k} = \sum_{\nu=0}^{k-1} \binom{n}{2k-\nu} C_k^{\nu},$$

où les C_k sont définis par

$$C_{k+1}^{\nu} = -(2k-\nu+1)(C_k^{\nu} + C_k^{\nu-1}) \qquad \text{avec} \quad C_1^{\nu} = 0 \quad \text{pour } \nu > 0 \qquad \text{et} \qquad C_1^0 = -1.$$

L'application de la formule (3) donne le nombre S_n^{n-k} sous la forme

$$S_n^{n-k} = \frac{1}{N_k}\binom{n}{k+1} P_{k-1}(n) \qquad (k \text{ pair}),$$

$$S_n^{n-k} = \frac{1}{N_k}\binom{n}{k+1} n(n-1) Q_{k-3}(n) \qquad (k \text{ impair}),$$

où N_k présente un nombre naturel bien déterminé variant avec k, et $P_r(n)$, $Q_r(n)$ des polynomes en n du degré r, à coefficients nombres entiers qui varient avec r.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) D. S. MITRINOVIC, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1754; D. S. MITRINOVIĆ et R. S. MITRINOVIĆ, *Publications de la Faculté d'Électrotechnique*, Belgrade, série : Mathématiques et physique, n° 34, 1960, p. 1-23. [Dans ces articles sont indiqués les nombres $S_n^{n-\nu}$ pour $\nu = 1, \ldots, 32$, tandis que ces nombres pour $\nu = 33, \ldots, 50$ seront bientôt publiés dans un prochain article qui sera inséré dans les *Publications*, plus haut mentionnés.]

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Solutions presque périodiques des équations hyperboliques.* Note (*) de M. **Samuel Zaidman**, présentée par M. Jacques Hadamard.

En poursuivant les recherches de l'auteur ([1]), ([2]), on donne des conditions suffisantes pour la presque-périodicité des solutions de l'équation des ondes non homogène et des « télégraphistes ». On considère aussi des solutions distributions vectorielles presque périodiques de ces équations.

Introduction. — Soit Ω un domaine *borné* de R^n, à frontière régulière S. Soit

$$L\varphi = \sum_{i,j=1}^{n} \frac{\partial}{\partial x_i}\left[a_{ij}(X)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j}\right] - a(X)\varphi, \qquad X = (x_1, \ldots, x_n),$$

où

$$a(X) \geqq 0, \qquad a_{ij}(X) = a_{ji}(X), \qquad \sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(X) t_i \bar{t}_j \geqq \alpha \sum_{1}^{n} |t_i|^2, \qquad \alpha > 0,$$

$$a_{ij}(X) \in C^1(\bar{\Omega}), \qquad a(X) \in C^0(\bar{\Omega}).$$

Soit $\tilde{L}$ (à domaine $\mathcal{D}_{\tilde{L}} = N$), l'extension auto-adjointe de L, défini premièrement sur l'ensemble M des fonctions complexes $\varphi(X)$ de $C^2(\bar{\Omega})$, nulles sur S. Soit aussi $H_{-\tilde{L}}$ l'espace obtenu en complétant M dans la métrique

$$[\varphi, \varphi] = (-L\varphi, \varphi) = \int_{\Omega} \left\{ \sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(X) \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + a(X)|\varphi|^2 \right\} dX.$$

On a

$$N \subset H_{-\tilde{L}} \subset H^0 = L^2(\Omega).$$

On sait [Bochner-von Neumann-Sobolev ([3]), ([4]), ([5]), *voir* aussi ([2])], que toute solution forte $\vec{u}(t)$ de

$$\text{(i)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u}(t),$$

définit un vecteur $\left[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt\right]$ qui est presque périodique (p. p.) de $R \equiv [-\infty, +\infty]$ à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$. On sait aussi ([2]) que si $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0, alors tout vecteur $\left[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt\right]$ formé à partir d'une solution forte $\vec{u}(t)$ de

$$\text{(ii)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u}(t) + \vec{f}(t)$$

s'il est contenu dans un compact de $H_{-\tilde{L}} \times H^0$, est aussi p. p. de R à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$.

En suivant des suggestions de J. L. Lions j'ai obtenu :

a. Une condition effective sur $\vec{f}(t)$ p. p., pour que toute solution de (ii) engendre un vecteur p. p. de R à $H_{\tilde{L}} \times H^0$ (§ 1 à suivre).

b. Des généralisations de toutes ces propriétés au cas des solutions-distributions vectorielles des équations (i) et (ii) [Schwartz (6), Lions (7), (8)]. On a obtenu ainsi des applications pratiques des distributions presque périodiques de L. Schwartz, qui dit dans (9) (p. 6) :

« J'ignore si ces distributions (p. p.) peuvent avoir des usages pratiques » (§ 2 à suivre).

c. Enfin j'ai considéré aussi le problème des solutions, fortes ou en distributions vectorielles, presque périodiques, de l'équation

$$\text{iii)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u} - \gamma\frac{d\vec{u}}{dt} + \vec{f}(t),$$

$\gamma > 0$ étant assez petit, et $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0 [le cas périodique est considéré par Prodi (10)].

1. On sait [Bochner (11)] que si $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0 on a

$\vec{f}(t) \sim \sum_1' \acute{A}_n e^{i\Lambda_n t}$, $(\Lambda_n)_1^\infty$ étant le « spectre » dénombrable de $\vec{f}(t)$.

On a le

THÉORÈME 1. — *Soit* $\vec{f}(t)$ *p. p. de* R *à* H^0, *à dérivée continue, ayant le « spectre »* $(\Lambda_n)_1^\infty$. *Soit* $(\lambda_i)_1^\infty$ *le spectre (valeurs propres) de l'opérateur auto-adjoint* $\tilde{L}$ (12) *qui a été défini dans l'Introduction. Supposons qu'aucun des nombres* $\pm\sqrt{|\lambda_i|}$ *ne soit dans l'adhérence de* $(\Lambda_n)_1^\infty$ (13). *Alors, si* $\vec{u}(t)$ *vérifie* (ii) $d^2\vec{u}/dt^2 = \tilde{L}u + \vec{f}(t)$, *le vecteur* $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ *est p. p. de* R *à* $H_{-\tilde{L}} \times H^0$.

Dans la démonstration on utilise l'extension naturelle d'un théorème de Favard concernant la presque-périodicité de l'intégrale d'une fonction p. p. qui n'a pas o comme point-limite du « spectre ». On peut montrer par un exemple que, même s'il n'y a pas la résonance proprement dite (13), mais il y a des $\pm\sqrt{|\lambda_i|}$ appartenant à l'adhérence de $(\Lambda_n)_1^\infty$ (résonance approximative), il est possible qu'*aucune* solution de (ii) ne soit p. p.

2. On appelle distribution vectorielle (D. V.) « à valeurs » dans un espace de Banach E $[T \in \mathcal{D}'(t, E)]$ tout élément de $\mathcal{L}(\mathcal{D}, E)$ [*voir* (6), (7), (8)]. On appelle D. V. *bornée* $[T \in D'_{L^\infty}(t, E)]$ tout élément de $\mathcal{L}(\mathcal{D}_{L^1}, E)$ (14) et D. V. « contenue dans un compact » $[T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_c}(t, E)]$ tout opérateur compact de $\mathcal{D}_{L^1}$ (14) à E. Enfin, une D. V. de $\mathcal{D}'(t, E)$, T, est presque périodique [appartienne à $\mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, E)$] si elle est de $\mathcal{D}'_{L^\infty}(t, E)$ et si l'ensemble des translatées $(\mathcal{T}_h T)$ est relativement compact dans $\mathcal{D}'_{L^\infty}(t, E)$ (avec la topologie de convergence uniforme sur les parties bornées de $\mathcal{D}_{L^1}$).

Observons que l'ensemble $N \equiv \mathcal{D}_{\tilde{L}}$ est un espace de Hilbert complet

dans la norme $\|\varphi\|_N^2 = \|\varphi\|_{H_{-\tilde{L}}}^2 + \|\tilde{L}\varphi\|_{H^0}^2$. On a alors, par extension du théorème de Bochner-von Neumann-Sobolev [*voir* aussi la Note III de Sobolev (5)], le

THÉORÈME 2. — *Si* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *et vérifie* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T$ *alors* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$ *et* $dT/dt \in D'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$.

Pour les équations non homogènes on a, par l'extension de (2), le

THÉORÈME 3. — *Soit* $U \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$ *et* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *vérifiant l'équation* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T + U$. *Alors, si* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_c}(t, H_{-\tilde{L}})$ *et* $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_c}(t, H^0)$, *on a de plus* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$, $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$.

On peut donner aussi l'extension aux D. V. du théorème 1 ci-dessus.

Dans les théorèmes 2 et 3, l'outil essentiel dans les démonstrations est la régularisation $T \star \alpha$, avec $\alpha \in \mathcal{D}$ et l'usage des théorèmes sur les solutions fortes.

3. Considérons l'équation

$$\text{(iii)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u} - \gamma\frac{d\vec{u}}{dt} + \vec{f}(t), \qquad \frac{\gamma^2}{4} + \mu = \beta < 0, \qquad \gamma > 0,$$

μ étant le plus grand nombre tel que $(\vec{L}\varphi, \varphi) \leq \mu(\varphi, \varphi)$, $\varphi \in N$. Si $\vec{f}(t) \equiv \Theta$ les solutions $\vec{u}(t)$ tendent vers Θ quand $t \to +\infty$. Si $\vec{f}(t) \not\equiv \Theta$ est p. p. de R à H^0, il y a une solution $\vec{u}(t)$ de (iii) et une seule, telle que $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ est p. p. de R à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$. On a aussi le

THÉORÈME 4. — *Soit* $U \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$. *Alors il existe une distribution unique* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *et* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$ *avec* $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$, *vérifiant* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T - \gamma(dT/dt) + U$.

La démonstration présente une certaine analogie avec les raisonnements de (8) (p. 57-58).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Rend. Matem e appl.*, 5e série, 16, 1957, p. 197-206.

(2) *J. Math. and Mech.*, 8, 1959, p. 369-382.

(3) *Acta Math.*, 62, 1934, p. 227-237.

(4) *Ann. Math.*, 36, 1935, p. 235-290.

(5) *D. A. N. S. S. S. R.*, 48, nº 8, 1945, p. 570; nº 9, p. 646; 49, nº 1, p. 12.

(6) *Ann. Inst. Fourier*, 7, 1957, p. 1-141.

(7) *Acta Math.*, 94, 1955, p. 13-153.

(8) *Techn. Report*, 1, Lawrence, Kansas, June 1957.

(9) *Théorie des Distributions*, II, Paris, Hermann, 1951.

(10) *Ann. di Matem.*, 42, 1956, p. 25-49.

(11) *Acta Math.*, 61, 1933, p. 149-184.

(12) L'inverse $\tilde{L}^{-1}$ est compact.

(13) Cela implique aussi $\Lambda_n \neq \pm\sqrt{|\lambda_i|}$ pour tout n et i.

(14) $\mathcal{D}_{L^1}$ est l'espace de Schwartz introduit dans (9) (p. 55).

(15) Si E, F sont deux espaces de Banach, $T \in \mathcal{D}'(t, E)$ et $A \in \mathcal{L}(E, F)$, alors $AT \in \mathcal{D}'(t, F)$ est définie par $\langle AT, \varphi \rangle = A\langle T, \varphi \rangle$, $\varphi \in \mathcal{D}$. Donc, vu que $\tilde{L} \in \mathcal{L}(N, H)$, $\tilde{L}T$ a un sens.

RECHERCHE OPÉRATIONNELLE. — *Extremum d'une somme ou d'un produit de fonctions.* Note (*) de M. **Jean Bertrais**, présentée par M. Camille Gutton.

Soit à obtenir un certain résultat a, en donnant à une variable x, des valeurs x_i, choisies arbitrairement mais telles que

(1) $$\sum_1^n x_i = a.$$

Soit $f(x)$ une fonction réelle, continue, dérivable de la variable x, dans l'intervalle de variation (0, a).

Le résultat x_i est obtenu par chaque étage i, en mettant en œuvre la fonction $f(x_i)$.

On se propose de déterminer la suite des valeurs x_i et le nombre d'étages n de telle sorte qu'on ait un extrémum de la somme

(2) $$\sum_1^n f(x_i) = f(x_1) + f(x_2) + \ldots + f(x_n).$$

Le choix des x_i qui correspond à l'extrémum constitue une politique optimale.

Lorsque la condition (1) est réalisée et qu'on a choisi la politique optimale on a

(3) $$F_n(a) = \text{Extrémum} \sum_1^n f(x_i).$$

On va établir une relation de récurrence en appliquant la méthode indiquée par Bellman [1].

Lorsque x est choisi arbitrairement pour l'étage n, si l'on a appliqué une politique optimale aux étages précédents on a

(4) $$F_{n-1}(a-x) = \text{Extr.} \sum_1^{n-1} f(x_i), \qquad \text{avec} \quad \sum_1^{n-1} x_i = a - x.$$

En tenant compte de (3) et (4), on obtient la relation de récurrence

(5) $$F_n(a) = \text{Extr.}[f(x) + F_{n-1}(a-x)],$$

avec

(6) $$F_1(a) = f(a).$$

La relation de récurrence (5) permet de calculer de proche en proche les valeurs de x qui, pour n étages donnent la politique optimale.

En effet, on a

$$F_2(a) = \text{Extr.}[f(x) + F_1(a - x)] \tag{7}$$

ou en vertu de (6) :

$$F_2(a) = \text{Extr.}[f(x) + f(a - x)].$$

En annulant la dérivée du deuxième membre, on obtient la condition d'extrémum

$$f(x) = f'(a - x),$$

d'où l'on tire

$$x = \frac{a}{2}. \tag{8}$$

La valeur de l'extrémum est alors

$$F_2(a) = 2f\left(\frac{a}{2}\right). \tag{9}$$

En procédant par récurrence, on voit sans peine qu'on obtient pour n étages, la politique optimale suivante :

$$x_1 = x_2 = \ldots = x_n = \frac{n}{a} \tag{10}$$

et l'extrémum a pour valeur

$$F_n(a) = nf\left(\frac{a}{n}\right). \tag{11}$$

Conclusion. — La politique optimale est obtenue en prenant tous les étages identiques; la grandeur a est obtenue en prenant n étages donnant chacun a/n.

Détermination de n. — Si n n'est pas imposé, on peut la déterminer en cherchant l'extrémum de (11).

Corollaire I. — *Les résultats précédents s'appliquent lorsque les diverses valeurs que peut prendre la variable sont soumises à la condition*

$$\prod_1^n y_i = b, \tag{12}$$

en effet, en posant

$$x_i = \log y_i \qquad \text{et} \qquad a = \log b,$$

on est ramené à la condition (1).

L'extrémum est obtenu pour des étages identiques correspondant chacun à la grandeur $y = b^{1/n}$.

Corollaire II. — *La politique optimale qui donne un extrémum du produit*

$$\prod_1^n f(x_i) \tag{13}$$

lorsque l'une ou l'autre des conditions $\sum_1^n x_i = a$ *ou* $\prod_1^n x_i = b$ *est satisfaite*

est obtenue en prenant

$$x_1 = x_2 = \ldots = x_n.$$

En effet, si la fonction (17) *a un extrémum, il en est de même de son logarithme, on est donc ramené à chercher l'extrémum de*

$$\sum_1^n g(x_i), \qquad \text{avec} \quad g(x_i) = \log f(x_i),$$

donc au premier cas.

Les résultats précédents s'appliquent chaque fois qu'on peut assurer une fonction avec plusieurs étages de même nature.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Bellman, *Dynamic Programming*, Princeton University Press, 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Action d'un champ électrostatique uniforme sur l'orientation de lamelles d'aluminium en suspension dans un gaz.* Note (*) de MM. **Joseph-Maurice Bourot**, **Raymond Brun** et **Bernard Morillon**, présentée par M. Henri Villat.

Lorsque des lamelles d'aluminium sont mises en suspension dans un écoulement pour le visualiser, le flux lumineux qu'elles réfléchissent sur l'objectif photographique dépend beaucoup de leur orientation. Or, celle-ci subit, en général, des variations, parfois liées à certaines particularités de structure de l'écoulement, que par suite elles permettent de déceler (1), mais qui, en d'autres cas, sont principalement dues à l'irrégularité des formes des lamelles et ne font que nuire à la qualité des clichés (2) : il est alors souhaitable d'éliminer ces effets d'orientation, dont la figure 1, qui visualise la vibration d'un tuyau sonore, donne un exemple.

L'orientation d'une lamelle est le plus favorable à la visualisation, quand la normale n à son plan coïncide avec la bissectrice B de l'angle formé par la direction d'éclairement et la direction d'observation. En vue de nous rapprocher de cet optimum, nous avons établi, dans la zone à visualiser, un champ électrostatique $\vec{E}_0$, capable d'exercer, sur les particules, un couple d'orientation suffisamment grand pour s'opposer aux rotations d'origine aérodynamique.

Pour fixer les ordres de grandeur, considérons une particule ellipsoïdale en suspension dans l'air. En désignant par a_1, a_2, a_3 les demi-axes de l'ellipsoïde et par E_1, E_2, E_3 les projections du champ $\vec{E}_0$, les moments du couple, par rapport à ces mêmes axes, résultent de la formule suivante, où les indices peuvent être permutés circulairement :

$$C_1 = \frac{8\pi}{3} E_2 E_3 \left(\frac{1}{A_2} - \frac{1}{A_3} \right).$$

Les coefficients A_i dépendent de la particule et s'expriment ainsi :

$$A_1 = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(\lambda + a_1^2)^{\frac{3}{2}} (\lambda + a_2^2)^{\frac{1}{2}} (\lambda + a_3^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Le couple s'annule quand l'un des axes de l'ellipsoïde est dirigé suivant $\vec{E}_0$, mais l'équilibre n'est stable que s'il s'agit du grand axe. Les formules permettent tous les calculs nécessaires; les intégrales s'explicitent lorsque l'ellipsoïde est de révolution, si bien qu'on peut traiter complètement le cas d'une particule de forme voisine d'un disque circulaire (ellipsoïde très aplati) ou de forme aciculaire (ellipsoïde très allongé).

Calculons, par exemple, le moment du couple maximal que subit une particule en forme d'ellipsoïde aplati ($a_1 = a_2 = 10^{-3}$ cm; $a_3 = 10^{-4}$ cm),

en suspension dans l'air et soumise à un champ de 1 000 V/cm : nous trouvons une valeur de 4.10^{-8} C. G. S., ordre de grandeur qu'il paraît légitime d'étendre à des particules de dimensions comparables, mais de formes quelconques.

La lamelle orientera donc sa plus grande dimension suivant $\vec{E}_0$, pourvu que ce champ soit assez intense pour vaincre les effets d'orientation des forces aérodynamiques. Or, pour les cas usuels, les moments de ces forces, pris au centre de gravité de la particule, dépassent rarement 10^{-9} C. G. S. [3].

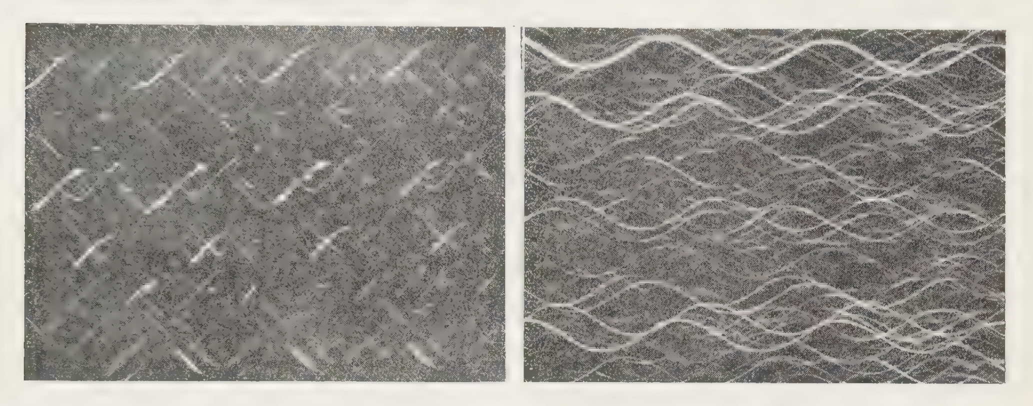


Fig. 1. Fig. 2.

Vibration de l'air dans un tuyau sonore, visualisée au moyen de lamelles d'aluminium.

En l'absence de champ électrostatique.

En présence d'un champ électrostatique convenable.

Par suite, un champ de l'ordre de 1000 V/cm, facilement réalisable, doit pratiquement suffire à orienter toutes les lamelles; l'expérience confirme cette conclusion.

Dans l'application aux visualisations d'écoulements, nous créons un champ $\vec{E}_0$ normal à la bissectrice B des directions d'éclairement et d'observation. Toutefois, l'orientation optimale de la lamelle n'est pas entièrement assurée, puisque la direction de sa plus grande dimension est seule imposée; les actions aérodynamiques interviennent donc encore pour achever de fixer l'orientation.

Le bénéfice n'en est pas moins considérable. En effet, la quantité de lumière renvoyée vers l'objectif dépend seulement, en première approximation, de l'angle α de la normale n avec la bissectrice B [2]. Or, quand le champ est établi, les lamelles pour lesquelles cet angle est inférieur à une valeur α_0 deviennent, en moyenne, G fois plus nombreuses, avec

$$G = \frac{2\alpha_0}{\pi(1-\cos\alpha_0)}.$$

En particulier, la présence du champ augmente beaucoup le nombre des lamelles dont l'orientation diffère peu de l'optimum.

L'expérience vérifie ces prévisions. La figure 2 représente la vibration d'un tuyau sonore, dans des conditions analogues à celles de la figure 1, mais avec application du champ électrostatique. Les effets d'orientation sont très atténués et l'on peut suivre la plupart des lamelles tout le long de leurs trajectoires. L'emploi de particules de carbonate de magnésium, non lamellaires, donne des clichés comparables sans intervention d'un champ, mais il nécessite un éclairement beaucoup plus intense (3).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Foch et Ch. Chartier, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1163; J. M. Bourot et J. J. Moreau, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1628.

(2) J. M. Bourot, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 226, 1949.

(3) J. M. Bourot, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 264, 1952.

(*Laboratoire de Mécanique des Fluides, Poitiers.*)

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Détermination des lignes d'influence des déformations dans les structures complexes par la méthode des vibrations forcées.* Note (*) de M. **Armand Giet**, présentée par M. Maurice Roy.

Comme indiqué précédemment ([1]), la méthode des vibrations forcées permet de mesurer directement la rigidité d'une structure complexe, rapport entre l'intensité d'une force appliquée en un point de la structure et la projection du déplacement réel de ce point sur la direction de cette force. Mais, ceci ne renseigne pas sur la déformation d'ensemble.

Une modification des conditions expérimentales dans l'application de la méthode des vibrations forcées conduit à la mesure directe des coefficients d'influence mutuelle de Maxwell-Betti et permet le tracé expérimental des lignes d'influence des déformations, et par suite la détermination de la déformation d'ensemble d'une structure complexe sous l'effet d'actions extérieures quelconques.

La méthode visée est la suivante.

Deux systèmes oscillants identiques sont placés en A sur une structure (dans l'exemple, une tige verticale encastrée en C et libre en A, *fig.* 1).

Dans des conditions convenables de lancement ([2]), on observe entre les deux systèmes oscillants des battements dont la période τ_{AA} est liée à la rigidité K_{AA} et au coefficient d'influence α_{AA} en A par la relation

$$K_{AA} = \lambda\tau_{AA} + \mu = \frac{1}{\alpha_{AA}},$$

où μ et λ sont deux constantes dont les valeurs ne dépendent que des caractéristiques des systèmes oscillants.

Laissant l'un des systèmes oscillants en A, nous plaçons l'autre en un point B quelconque de la structure (*fig.* 2). L'expérience et le calcul montrent que si le système oscillant lié en B est au repos et si l'on abandonne celui lié en A sous son amplitude maximale et sans vitesse initiale, il n'y a plus transmission intégrale de l'énergie entre les deux systèmes, mais seulement transmission d'une fraction de cette énergie, fraction d'autant plus grande que, le rapport des déformations de la structure en A et B est plus voisin de l'unité.

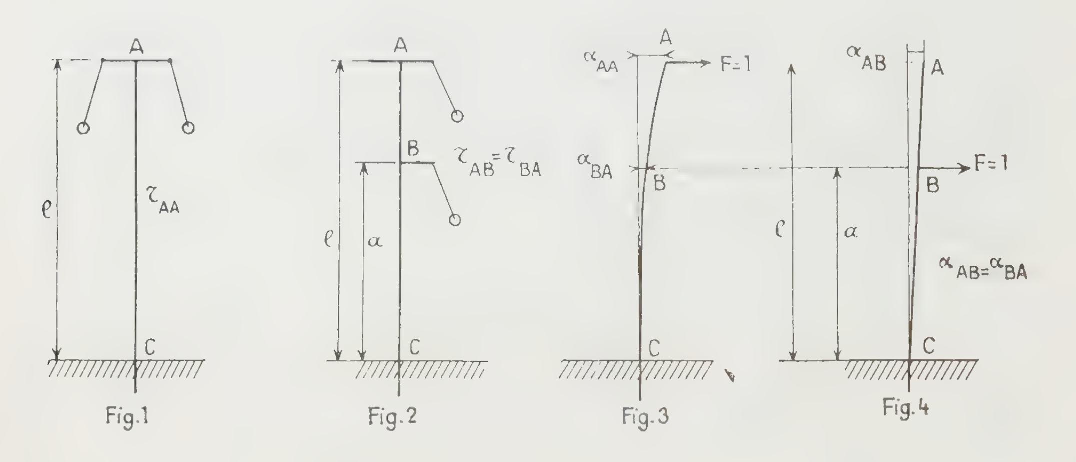
Il y a du reste réciprocité, et le même phénomène se produit dans le cas où, le système lié en A étant au repos, on abandonne l'autre lié en B sous son amplitude maximale et sans vitesse initiale.

Dans cette expérience, seul le système oscillant qui joue au début de l'expérience le rôle de récepteur éprouve des arrêts à des intervalles de temps égaux, tandis que celui qui joue le rôle de moteur éprouve des variations d'amplitude qui présentent des minimums mais ne s'annulent pas. Il est possible d'obtenir des arrêts nets des deux systèmes oscillants

en modifiant l'énergie, soit du moteur, soit du récepteur mais, au point de vue expérimental, il est plus simple de modifier celle du système oscillant lié en B.

Cette modification s'effectue d'une façon simple et, pour des pendules de gravité, il suffit d'augmenter la distance du centre d'inertie à l'axe d'oscillation en abaissant la masse du pendule lié en B.

Après cette modification, on observe des battements entre les deux systèmes oscillants dont la durée est τ_{AB}. Il y a encore réciprocité, c'est-à-dire que le phénomène est le même ($\tau_{AB} = \tau_{BA}$) quel que soit le système oscillant jouant, au départ, le rôle de moteur.



L'expérience et le calcul conduisent à un résultat fort simple car, si l'on désigne par $\alpha_{AB} = \alpha_{BA}$ le coefficient d'influence mutuelle de Maxwell-Betti, en A et B, ce résultat s'exprime :

$$\frac{\tau_{AB}}{\tau_{AA}} = \frac{\alpha_{AA}}{\alpha_{AB}}.$$

Or, α_{AA} est déterminé par la première expérience ainsi que τ_{AA}, et la mesure de τ_{AB} donne le coefficient d'influence α_{AB}.

Il est alors possible, par la mesure directe des temps de battement tels que τ_{AB} en divers points ou sections d'une structure de complexité quelconque, de déterminer les coefficients d'influence mutuelle entre ces points ou sections. Le théorème de réciprocité de Maxwell-Betti permet ensuite de construire les lignes d'influence des déformations et de déterminer la déformation d'ensemble.

Le tableau ci-après indique les résultats obtenus, sur une tige d'acier cylindrique encastrée en C et placée verticalement, à l'aide de deux pendules de gravité. La longueur CA de cette tige est de 118 cm, et la position du point B est repérée à partir de l'encastrement par la cote a.

On constate que τ_{AB}/τ_{AA} croît légèrement plus vite que le rapport α_{AA}/α_{AB} calculé. Mais, il faut remarquer que les coefficients d'influence théoriques

qui figurent dans ce tableau ont été calculés sans tenir compte des liaisons qui existent entre la tige et les supports des pendules, en particulier en B. Or, ces liaisons ont pour effet de diminuer légèrement les coefficients α_{AB} par rapport à leurs valeurs théoriques et relèvent le rapport calculé précédent.

Valeurs de a (cm).	Rapport des coefficients d'influence calculés $\left(\frac{\alpha_{AA}}{\alpha_{AB}}\right)$.	Rapport des temps de battements mesurés $\left(\frac{\tau_{AB}}{\tau_{AA}}\right)$.
118	1	1
100	1,30	1,31
90	1,35	1,57
80	1,89	1,94
70	2,37	2,46
60	3,13	3,26
50	4,36	4,51
40	6,59	6,75

La méthode modifiée qui précède est applicable à toute structure isostatique ou hyperstatique, et permet l'étude et la détermination du potentiel élastique ainsi que des liaisons hyperstatiques, ouvrant ainsi la voie à un contrôle de la validité de certaines hypothèses admises en résistance des matériaux.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3533.
(2) *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 336; 196, 1933, p. 536; 227, 1948, p. 37; 229, 1949, p. 1123.

ASTRONOMIE. — *Détermination de la polhodie chandlérienne par un seul observatoire.* Note de M. **Bernard Guinot** et Mlle **Suzanne Débarbat**, présentée par M. André Danjon.

L'analyse des mesures de temps et de latitude effectuées à l'Observatoire de Paris permet d'isoler le terme chandlérien du mouvement du pôle.

Les résultats que nous donnerons ont été obtenus avec l'astrolabe impersonnel A. Danjon, modèle O. P. L. de l'Observatoire de Paris, et pour une faible part, avec le petit astrolabe prototype (de 1956,2 à 1956,6). Ils prolongent et complètent ceux de deux Notes précédentes (1), (2).

Dans ces Notes on avait montré que les termes périodiques du temps universel brut TUO (1) et de la latitude φ (2) pouvaient se représenter très simplement par un terme annuel qui se reproduit identiquement chaque année et par un terme de Chandler sinusoïdal.

L'analyse des données de l'observation a été reprise sur des intervalles plus longs dont nous donnerons les limites ci-après. La méthode générale d'analyse des termes périodiques consiste à faire les différences de TUO et de φ à un an d'intervalle. Ces différences ont une variation sinusoïdale en fonction du temps, dont la période est celle du terme de Chandler. L'amplitude et la phase se déduisent de l'amplitude et de la phase de la sinusoïde des différences. La période a été estimée graphiquement, puis l'amplitude et la phase ont été calculées par la méthode des moindres carrés.

1. *Analyse de TUO.* — M. A. Danjon a montré (3), (4) que la variation non périodique de TUO rapportée à l'étalon au césium d'Essen et Parry pouvait être représentée par un polynome du troisième ordre en θ, θ étant le temps compté à partir d'une certaine origine. La formule qu'il a utilisée (1) est

$$419\theta + 95\theta^2 - 28\theta^3,$$

θ étant exprimé en années et les coefficients en millisecondes [rapportés à la fréquence du césium de Markowitz, Hall, Essen et Parry (5)]. Cette formule est restée valable de 1956,2 à 1959,55. Les deux extrémités de cette période sont marquées par des changements considérables de la durée du jour, changements qui ne peuvent être représentés d'une manière analytique simple.

En utilisant cette variation de TUO, on a calculé les termes périodiques. La composante chandlérienne du mouvement du pôle, projetée sur un méridien perpendiculaire au méridien de Paris, vers l'Ouest, a pour forme

$$V = 0'',23 \cos \frac{2\pi}{1,20}(t - 1956,05),$$

t étant le temps compté en années.

A partir de cette valeur et du terme annuel trouvé (qui est la somme de la variation annuelle de la longitude et de la variation saisonnière de la vitesse de la rotation terrestre), on a amélioré les coefficients du polynome en θ. L'ajustement par la méthode des moindres carrés a donné pour coefficients de θ, θ^2 et θ^3 :

$$417,9 \pm 0,9, \quad 95,3 \pm 1,3, \quad -28,0 \pm 0,5.$$

Il n'est pas utile de pousser plus loin les approximations et de calculer une nouvelle valeur de V. La figure 1 *a* montre les écarts des valeurs

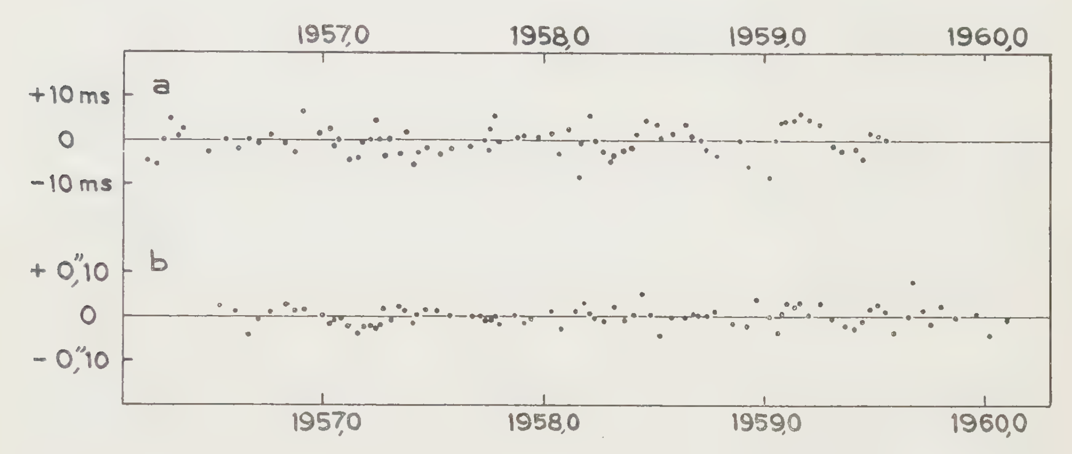


Fig. 1. — *a*. Différence entre TUO observé et TUO calculé.
b. Différence entre la latitude observée et la latitude calculée.

observées et des valeurs calculées par ces formules, dans l'hypothèse d'un terme annuel de forme invariable.

2. *Analyse de la latitude.* — On peut, en première approximation négliger les termes non périodiques. Mais après itération, on a trouvé que la meilleure représentation de la variation de la latitude, de 1956,5 à 1960,0 pouvait s'obtenir avec une composante du mouvement de Chandler dirigée suivant le méridien de Paris de la forme

$$U = 0'',22 \sin \frac{2\pi}{1,20}(t - 1956,04)$$

et en outre une variation linéaire de la forme

$$L = 0'',008\,t.$$

La figure 1 *b* montre les écarts entre les valeurs observées et calculées. Comme dans la figure 1 *a*, les écarts ont parfois une allure systématique, mais ils restent petits et il n'apparaît pas de périodicité.

La variation progressive de la latitude mesurée est réelle. Rien ne permet de savoir si elle est d'origine polaire ou non. Parmi les causes de variation, on peut écarter les erreurs sur les mouvements propres : ces

erreurs devraient être d'une grandeur invraisemblable pour des étoiles fondamentales.

Il est remarquable que la rotation de la Terre et la latitude se laissent représenter aussi simplement. Des tentatives d'analyse de mesures antérieures de la latitude, par les méthodes utilisées dans ce travail, ont montré que généralement le phénomène est plus complexe. L'avenir nous dira si nous nous trouvons dans une période exceptionnelle. En particulier nous saurons quand et comment le terme de Chandler aura changé.

On remarque d'autre part, que la violente perturbation de la vitesse de rotation de la Terre survenue en 1959,55 (4) n'a pas déplacé l'axe de rotation d'une manière appréciable.

Les deux composantes de la nutation de Chandler, calculées de manières totalement indépendantes, sont sensiblement en quadrature. La différence de 0″,01 de leurs demi-amplitudes n'est pas significative. Étant donnée la petitesse des écarts en amplitude et en phase, on obtient les projections sur les axes habituels X et Y de la polhodie en ajoutant 0,007 an aux facteurs de $2\pi/1,20$. Les dates définissant la phase deviennent alors

pour X : 1956,033,
pour Y : 1956,043.

Grâce aux progrès des horloges, l'étude de la polhodie chandlérienne est accessible à un seul observatoire. Il est souhaitable que les résultats individuels soient publiés et comparés.

(1) A. Danjon, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 206.
(2) B. Guinot, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 39.
(3) A. Danjon, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2061.
(4) A. Danjon, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1399.
(5) *Nature*, 181, 1958, p. 1054.

(*Observatoire de Paris.*)

RADIOASTRONOMIE. — *Sur la structure des types IV. Les orages-continuum.* Note (*) de Mme **Monique Pick-Gutmann**, présentée par M. André Danjon.

On distingue deux phases dans l'évolution des sursauts de type IV. On étudie plus particulièrement les propriétés des continuums de longue durée qui se rattachent à la deuxième phase.

Il semble que l'on puisse distinguer deux phases distinctes dans l'évolution des sursauts que l'on classe dans la catégorie des types IV et qui sont caractérisés notamment par l'apparition d'un continuum observable sur ondes métriques [(1) à (4)].

Dans une première phase dont la durée excède rarement un quart d'heure, le rayonnement continu se produit toujours sur ondes centimétriques et décimétriques et peut atteindre parfois le domaine des ondes métriques. Cette phase intéresse essentiellement le domaine des ondes courtes.

Dans la deuxième phase, le continuum se produit essentiellement sur ondes métriques; il ne s'étend qu'exceptionnellement vers les hautes fréquences. Cette émission peut durer de quelques dizaines de minutes à 1 ou 2 jours dans les cas exceptionnels. Souvent elle se forme avant la fin de la première partie et il peut être difficile de distinguer nettement son début (1).

La première partie du type IV est identifiable aux grands sursauts centimétriques et l'on peut se demander d'ailleurs si la plupart des sursauts centimétriques de faible intensité ne sont pas de même nature. Toutefois, on peut vérifier que les sursauts centimétriques ont d'autant plus de chance d'être accompagnés d'un continuum observable sur ondes métriques qu'ils sont plus énergiques (5).

Si l'on considère les sursauts centimétriques les plus importants observés au cours de l'Année Géophysique, dont il a été question dans une Note précédente (6), on constate que sur 47 sursauts d'énergie supérieure à 10^{-17} J/m^2/c/s et dont on a pu vérifier que le spectre s'étend jusqu'aux ondes métriques, 30 (soit 64 %) sont suivis d'une seconde phase; cette proportion atteint 86 % pour les sursauts d'énergie supérieure à 10^{-16} J/m^2/c/s.

La deuxième phase du sursaut de type IV s'apparente aux orages radioélectriques par sa durée et par son spectre, mais elle s'en distingue, comme on le sait, par le fait que son rayonnement est essentiellement un continuum. En général les sursauts de type I qui caractérisent les orages ordinaires sont rares ou de faible intensité. Ils peuvent même être complètement absents. Cette propriété est illustrée sur la figure 1 où nous avons caractérisé les continuums cités plus haut par le rapport de l'amplitude moyenne des sursauts à celle du continuum : en ordonnée est porté le nombre N des événements qui correspondent à une valeur de ce rapport

inférieure à la valeur indiquée en abscisse. La comparaison de la distribution obtenue (courbe en trait plein) avec celle qui correspond à 30 recrudescences ou débuts d'orages ordinaires choisis au hasard (courbes en tirés) montre clairement cette propriété.

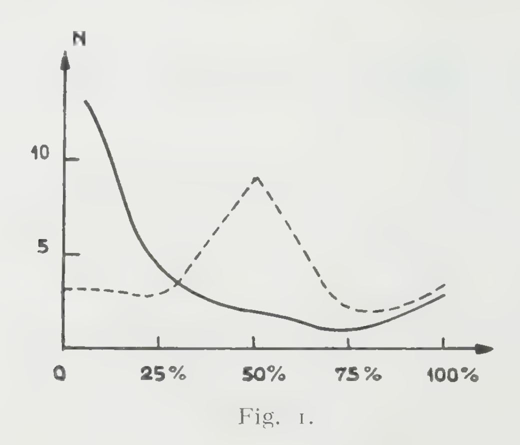


Fig. 1.

Parmi ces continuums, nous avons étudié plus particulièrement ceux qui sont intenses, absolument dépourvus de sursauts type I, et dont la durée est de l'ordre de 24 h; ils présentent un ensemble de propriétés très caractéristiques qui semblent définir une classe de phénomènes distincts qu'on désignera sous le nom d'*orages-continuum*. Ils semblent s'étendre vers les très basses fréquences ([7]).

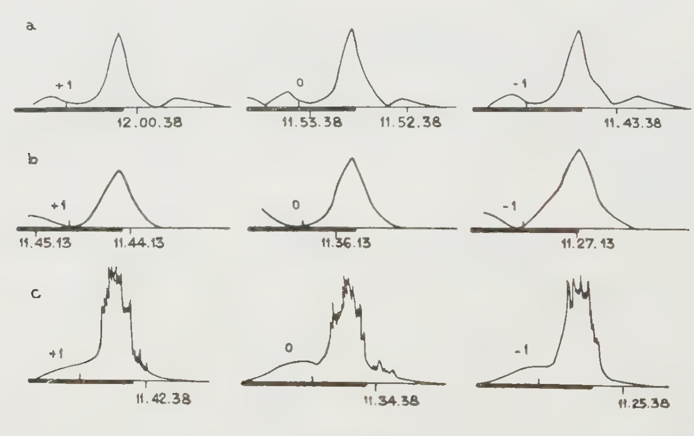


Fig. 2.

a. Observation interférométrique de l'orage-continuum du 26 août 1950 sur 169 MHz.

b. Observation interférométrique du type IV du 20 novembre 1956, 1 h environ après le début de l'éruption chromosphérique. On peut noter la décroissance au cours du temps de l'intensité et le diamètre relativement grand de la source d'émission comparé à celui de l'orage-continuum.

c. Observation interférométrique d'un orage ordinaire sur 169 MHz.

Ces orages-continuum sont toujours précédés d'une éruption chromosphérique très importante (3 ou 3^+) et d'une première phase très intense,

dont l'énergie rayonnée sur la longueur d'onde 10 cm est en général supérieure à 10^{-15} J/m^2/c/s.

La figure 2 donne à titre d'exemple l'observation interférométrique de l'orage-continuum du 26 août 1958 sur 169 MHz.

La source d'émission de l'orage-continuum est très stable et localisée dans une région voisine de la plage active. Il est souvent possible d'admettre qu'elle se situe sur la verticale de l'éruption chromosphérique et, dans cette hypothèse, nous pouvons mesurer son altitude. Nous trouvons, sur 169 MHz, des altitudes basses, voisines de 0,3 rayon solaire; ces faibles altitudes sont en accord avec des mesures de position qui montrent que l'altitude de la source de continuum des types IV diminue après une première phase ascendante ([4]).

Ces sources d'émission sont en général de faible diamètre compris entre 2′ et 6′, alors que les sources de continuum, mesurées peu de temps après l'éruption, ont des diamètres de l'ordre de 7′ ([1]). Peut-être cette différence tient-elle au fait que les mesures de diamètre des orages-continuum ont été effectuées plusieurs heures après le début de l'éruption.

Il est difficile de préciser si l'orage-continuum doit être considéré comme une transformation de la première phase du sursaut de type IV ou comme un phénomène indépendant lié aussi à l'éruption chromosphérique; l'appareil dont on dispose actuellement ne permet pas d'étudier de façon précise la période de transition entre les deux phénomènes.

On doit noter enfin qu'il existe des sources d'émission d'aspect analogue aux orages-continuum que nous n'avons pas pu associer à des grands sursauts centimétriques.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) A. Boischot, *Thèse*, Paris, 1958.
([2]) F. T. Haddock, *Proc. Inst. Radio Engrs*, 46, 1958, p. 3.
([3]) A. Maxwell, G. Swarup et G. H. Trent, *Symposium de Radioastronomie*, Paris, 1958.
([4]) J. P. Wild, K. V. Sheridan et G. H. Trent, *Symposium de Radioastronomie*, Paris, 1958.
([5]) Y. Avignon et M. Pick-Gutmann, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 368.
([6]) Y. Avignon et M. Pick-Gutmann, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2276.
([7]) A. Boischot et J. W. Warwick, *J. Geophys. Res.*, 64, 1959, p. 683.

ASTROPHYSIQUE THÉORIQUE. — *Influence de l'abondance en hélium sur le spectre continu des étoiles* B. Note (*) de Mlle **Claude Chadeau**, présentée par M. André Danjon.

L'étude théorique du spectre continu des étoiles B 0 à B 3 montre qu'il est très peu sensible aux variations du rapport d'abondance hélium/hydrogène + hélium tant que le pourcentage d'hélium ne dépasse pas 40 %. Seules les discontinuités de Balmer et de He I λ 3 422 sont influencées; les gradients mesurables ne semblent pas modifiés.

En vue d'étudier l'influence du rapport d'abondance hélium/hydrogène + hélium sur le spectre continu et sur les raies d'absorption des étoiles B, neuf modèles d'atmosphères d'étoiles chaudes ont été calculés. Ils correspondent à des naines ($\log g = 4,4$) de température effective comprise entre 28 000 et 23 000° K (type B 0 à B 3), et à trois valeurs du pourcentage d'hélium en nombre d'atomes : 50, 33 et 20 %, le dernier pourcentage étant celui des étoiles B normales, d'après un certain nombre de travaux antérieurs ([1]), ([2]), ([3]). Nous avons négligé l'influence des métaux sur le spectre continu, ce qui est largement justifié aux températures élevées où la pression électronique est presque entièrement due à l'ionisation de l'hydrogène et de l'hélium, beaucoup plus abondants que les métaux. Les modèles ont été construits par résolution simultanée de l'équation d'équilibre hydrostatique et de l'équation de transfert, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.

Les spectres continus correspondants ont été calculés électroniquement ([4]), la constance du flux de rayonnement dans les couches supérieures de l'atmosphère étant assurée à 2 ou 3 % près.

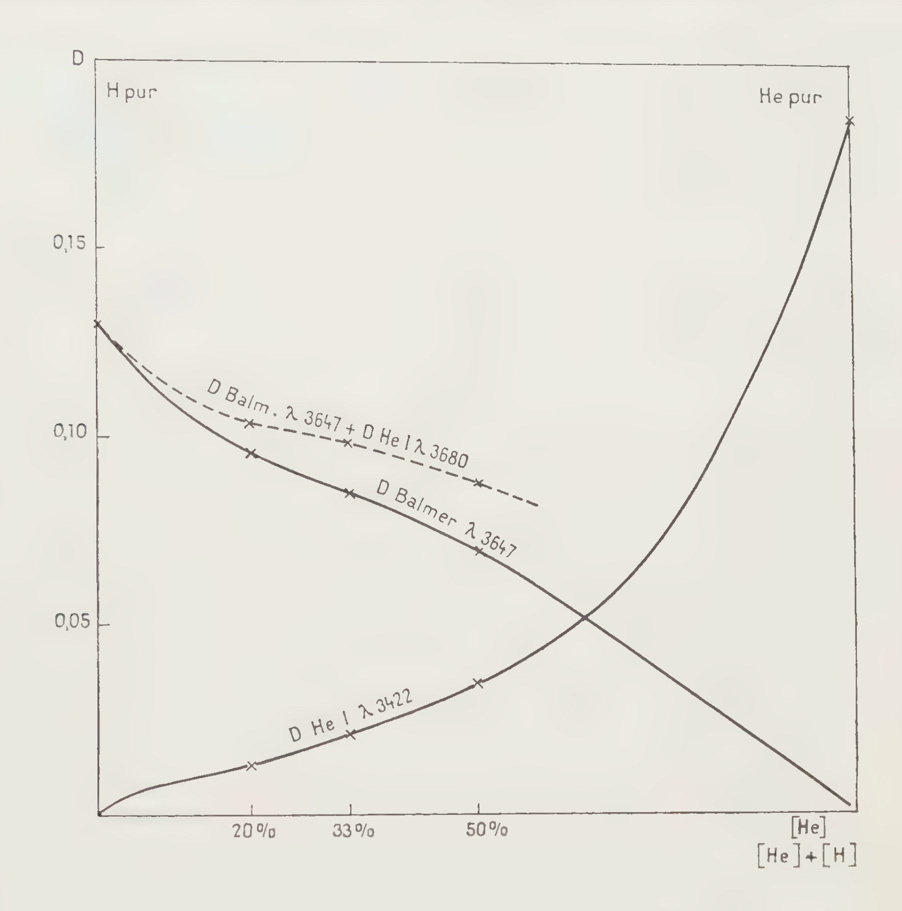
Nous donnons ci-dessous l'allure de la variation des discontinuités de Balmer λ 3 647 et de He I λ 3 422 en fonction du pourcentage de l'hélium en nombre d'atomes : $P = \mathrm{He}/(\mathrm{He} + \mathrm{H})$ pour une étoile B de température effective 26 500° K ($\theta_{\mathrm{eff}} = 0,190$); les points extrêmes des courbes (hydrogène pur et hélium pur) proviennent de résultats publiés par Aller ([5]).

On voit que la courbe relative à la discontinuité de Balmer comprend des zones à pente assez faible : $15\ \% < P < 40\ \%$ où la discontinuité λ 3 647 est peu sensible aux variations d'abondance de l'hélium. D'autre part, la discontinuité à λ 3 422 de l'hélium neutre ne devient mesurable que lorsque le pourcentage en hélium atteint 25 à 30 %, et elle n'est alors connue qu'avec une très faible précision, les mesures étant effectuées à 0,01 près dans les meilleures conditions.

En conclusion, les discontinuités de Balmer et de l'hélium neutre sont des critères d'abondance peu sensibles lorsque le pourcentage en hélium est compris entre 15 et 40 % environ. Au-delà, on peut espérer une détermination plus précise. Il convient d'ailleurs de noter que la faible discon-

tinuité de l'hélium neutre à λ 3 680 s'ajoute, dans les mesures, à la discontinuité de Balmer, et amortit encore la décroissance de celle-ci lorsque le pourcentage en hydrogène décroît (courbe en pointillé).

Enfin, le calcul des gradients absolus φ_B et φ_{uv} dans le visible et l'ultraviolet montre qu'ils ne dépendent pas de la température, d'une part (palier



des valeurs de φ_B observé par D. Chalonge et L. Divan ([6]) au voisinage des types B 0 à B 3), de l'abondance en hélium, d'autre part. Ce dernier facteur intervient cependant dans la mesure où la présence d'une nette discontinuité de l'hélium à λ 3 422 empêche toute mesure de φ_{uv}. La valeur uniformément trouvée pour φ_B dans les neuf modèles précédents est de 0,65, ce qui correspond bien à la valeur expérimentale de D. Chalonge et L. Divan.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) Unsöld, *Z. Astrophysik*, 21, 1941, p. 22.

(2) Traving, *Z. f. Astrophysik*, 36, 1955, p. 1; 41, 1957, p. 215.

(3) Cayrel, *Thèse*, Paris, 1957.

(4) Cayrel et Chadeau, *Communications de l'Observatoire Royal de Belgique*, n° 157, 1959, p. 21.

(5) Aller, *Astrophysics*, 1953, p. 231 et 233.

(6) Chalonge, *Principes fondamentaux de classification stellaire*, C. N. R. S., 1955, p. 55.

ASTROPHYSIQUE. — *Le spectre de la nova* Herculis 1960. Note de M. **Charles Fehrenbach**, présentée par M. André Danjon.

Au cours de la première nuit de beau temps qui a suivi l'annonce de la découverte par Hassel d'une étoile nouvelle située presque exactement sur la limite des constellations d'Hercule et de l'Aigle, nous avons obtenu, le 12 mars au matin, trois spectres avec le nouveau spectrographe Coudé du télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute-Provence.

	Heure.	Plaque.	Durée de pose (mn).	Domaine spectral.	Dispersion (A/mm).
W 204.......	3 h 21 m	II *a* O ch.	15	3 500-5 000	9,6
W 205.......	4 h 8 m	103 *a* F	40	4 000-7 500	12,4
V 49.......	4 h 23 m	IN hyp.	15	6 300-8 750	39

Les deux premiers spectres montrent l'aspect typique d'une nova quelques jours après son maximum. Il est caractérisé par la présence des raies H_α, H_β, H_γ, H_δ, H_ε, H_8 de l'hydrogène. L'intensité extraordinaire de la raie H_α est frappante : dans le cliché W 205 l'image de cette raie est extraordinairement surexposée, elle s'étend d'ailleurs de 6 530 à 6 600 Å, ce qui correspond à une enveloppe s'étendant avec une vitesse de 1600 km/s. Les autres raies de l'hydrogène ont des largeurs du même ordre. Cette largeur générale des raies efface naturellement tous les détails spectraux et à côté des raies de l'hydrogène on ne reconnaît guère que les raies des éléments suivants :

He I à 5 876 et 4 922 Å;

Fe II à 5 318, 5 175, 5 021, 4 922 et 4 238 Å.

Ces émissions ne sont naturellement pas pures et des raies de O I, N I, se superposent à elles. La large émission composite (N III, N II, etc.) vers 4 640, caractéristique de certaines novœ à ce stade, se manifeste par une augmentation du fond continu entre 4 670 et 4 500 Å.

Les raies H_γ, H_δ, H_ε, H_8 et la raie 4 915 sont accompagnées vers le violet d'un système d'absorption très faible. La vitesse d'expansion de ce système est -1210 ± 30 km/s.

Les raies interstellaires du calcium et du sodium sont très visibles sur nos clichés. Les raies de Na I sont très nettes. Les raies de Ca II sont un peu plus larges mais leur largeur est encore inférieure à 0,4 Å. Ces raies interstellaires ne sont pas dédoublées malgré la dispersion de 10 Å/mm de nos clichés. Les valeurs des vitesses radiales des deux absorptions ne sont pas en aussi bon accord que nous l'espérions, ceci s'explique peut-être par la différence d'aspect des raies. La vitesse radiale, provisoirement déterminée sur ces clichés, est $-7,4$ km/s.

En tenant compte de la vitesse du Soleil vers l'apex, la vitesse résiduelle de nuage interstellaire est $+10,8$ km/s. Cette vitesse étant très sensi-

blement située au sommet de la courbe de variation de la rotation différentielle de Oort, la distance r du nuage interstellaire s'en déduit facilement, $r = 550$ pc.

La magnitude absolue de la nova au maximum est donnée par la formule

$$M = m + 5 - 5 \log d - \Delta m,$$

où

m, magnitude apparente au maximum;
Δm, absorption interstellaire;
d, distance en parsecs.

Nous avons

$$d > 550, \qquad m < 5,$$

d'où, en tout état de cause :

$$M < -3,7$$

En admettant les valeurs raisonnables :

$$m = 3, \qquad \Delta m = 1, \qquad d = 2r = 1\,100 \text{ pc},$$

on obtient

$$M = -8.$$

Au spectre visible assez uniforme s'oppose le spectre infrarouge qui montre un aspect extrêmement intéressant caractérisé par la présence des raies larges mais très intenses suivantes :

Longueur d'onde (Å).	Intensité.	Largeur (Å).	Identification.
8 690	10	42	N I
8 450	50	56	O I
8 215	10	55	O I et N I
7 780	20	45	O I
7 475	1	52	O I et N I
7 225	1	37	O I
7 085	3	65	He I-Fe II
6 563	200	60	H_α

Les larges raies 8 215 et 7 225 sont sillonnées par de nombreuses raies telluriques. Les dernières raies de la série de Paschen de l'hydrogène n'apparaissent pas sur notre spectre. Ceci ne doit pas nous surprendre si nous considérons la petite intensité des raies de Balmer après H_8 ainsi que l'élargissement des raies qui doit provoquer leur effacement général.

Les éléments O I et N I sont représentés dans la région infrarouge du spectre par tous les multiplets intenses, ces états d'ionisation auraient probablement échappé à l'étude du spectre visible.

(Observatoire de Haute-Provence, Observatoire de Marseille.)

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la visibilité des raies de faible intensité dans les spectres stellaires.* Note (*) de M. **Léo Houziaux**, transmise par M. Pol Swings.

La présence de certaines raies dans les spectres stellaires fournit de précieuses indications sur les conditions d'excitation dans les atmosphères où ces raies sont formées. C'est notamment le cas pour les atmosphères des objets particuliers. Très souvent, les spectres de ces objets présentent des variations qui s'étalent sur plusieurs décades et il n'est généralement pas possible d'en étudier l' « histoire » à l'aide d'une série homogène de documents. Les divers instruments utilisés offrent des possibilités parfois très limitées. Aussi est-il très difficile de préciser ce qu'on entend par « apparition » ou « disparition » d'une raie spectrale. Dans cette Note, nous nous proposons de définir un critère mesurable, permettant de nuancer les assertions relatives à la « présence » ou à l' « absence » d'une raie.

Le profil $f(y)$ observé d'une raie spectrale est lié au profil vrai $f''(x)$ et au profil instrumental $f'(y)$ par le produit de composition

$$f(y) = f''(x) \star f'(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f''(x) f'(y-x)\,dx.$$

La fonction $f'(y)$ est déterminée par la largeur de la fente et les caractéristiques du spectrographe, mais elle se trouve affectée tant par les défauts optiques que par les erreurs de mise au point des instruments. Très souvent, $f'(y)$ se ramène à une fonction de Voigt. Les profils instrumentaux peuvent être déterminés en photométrant de nombreuses raies très fines du spectre de comparaison, puis en prenant la moyenne des profils ainsi obtenus. La méthode décrite par Van de Hulst et Reesinck [1] permet alors de trouver les paramètres de Voigt β_1, β_2, h et p de ce profil moyen.

A l'examen visuel, les plaques photographiques ne fournissent aucun critère objectif sur la présence ou l'absence d'une raie spectrale. Nous nous en tiendrons donc à l'étude des enregistrements microphotométriques. La granularité des émulsions se traduit par des variations irrégulières des indications du galvanomètre enregistreur. Pour qu'une raie spectrale soit détectable, il faut donc que l'écart maximal de densité qu'elle produit soit supérieur aux fluctuations dues à la granularité de la plaque. Si l_r et l_c représentent les lectures à partir de l'obscurité, se rapportant respectivement au centre de la raie et au continu adjacent, la différence de transparence ΔT entre les deux points vaudra

$$\Delta T = \frac{l_r - l_c}{L},$$

L est la déviation totale du galvanomètre enregistreur, depuis l'obscurité jusqu'au voile de la plaque. Nous avons comparé des spectres d'un même objet pris avec différentes dispersions. Cette expérience nous a montré qu'une raie était détectable si la différence $l_r - l_c$ valait au moins 2E, E représentant la déviation standard due à la granularité de la plaque. Dans le domaine le plus favorable aux mesures photométriques, la courbe de calibration peut se mettre sous la forme

$$\log \mathrm{I} = -\frac{1}{\gamma} \log \mathrm{T} + \mathrm{Cte},$$

γ étant le facteur de contraste. L'intensité centrale de la raie (I_r) et celle du continu adjacent (I_c) sont donc liées par la relation

$$\log\left(\frac{\mathrm{I}_c}{\mathrm{I}_r}\right) = -\frac{1}{\gamma} \log\left(\frac{l_c}{l_r}\right).$$

Puisque $(l_r - l_c)_{\min} = 2\mathrm{E}$, la profondeur centrale minimale de la raie R_r, corrigée pour la distorsion instrumentale, vaudra

$$\mathrm{R}_r = 1 - \left(1 - \frac{2\mathrm{E}}{l_r}\right)^{\frac{1}{\gamma}}.$$

Comme, dans les conditions habituelles, $2\mathrm{E}/l_r \ll 1$, il vient

$$\mathrm{R}_r = \frac{2\mathrm{E}}{\gamma\, l_r},$$

relation d'un emploi très simple, entre la granularité de la plaque $2\mathrm{E}/l_r$, et le facteur de contraste.

Il reste maintenant à relier R_r à une grandeur physique caractérisant la raie. Si cette dernière est faible, son profil peut être considéré comme dopplérien. Si son intensité est moyenne, on pourra représenter son profil, avec une approximation suffisante, par la formule semi-empirique de Minnaert, et son profil sera du type « dispersion » pour un amortissement radiatif. On connaît les propriétés dont jouit la transformée de Fourier de $f(y)$ par rapport à celles de $f'(x)$ et de $f''(y)$. Comme les profils instrumentaux et les profils vrais se représentent par des fonctions de Voigt (dont l'un des paramètres peut être nul), il n'y a alors aucune difficulté à déterminer les paramètres β_1, β_2, h et p de la fonction $f(y)$. Par suite, on pourra calculer l'aire A telle que

$$\mathrm{A} = hp\,\mathrm{R}_r.$$

Ce sera l'aire minimale d'une raie détectable sur l'enregistrement du spectre. A un facteur numérique près dépendant de la dispersion, ladite aire exprime la largeur équivalente de la raie. C'est donc de cette largeur

que dépend la visibilité de la raie. Si le profil instrumental ne varie pas d'une région à l'autre du spectre, la largeur équivalente minimale est inversement proportionnelle à la dispersion (exprimée en unités de longueur sur la plaque par unité de longueur d'onde). De cette façon, il est possible de fixer simplement une limite supérieure à l'intensité d'une raie n'apparaissant pas sur un spectre stellaire.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) VAN DE HULST et REESINCK, *Ap. J.*, 106, 1947, p. 121.

RELATIVITÉ. — *Champ de gravitation avec induction.*
Note de M. **Louis Bel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous définissons ce qu'on pourrait appeler une théorie du champ de gravitation avec induction. Nous mettons en lumière des analogies entre ce phénomène et celui de l'induction électromagnétique.

1. Soit V_4 une variété différentiable de classe (C^2, C^4 par morceaux). Sur V_4 nous définissons une *géométrie* par une forme quadratique régulière de type hyperbolique normal et de classe (C^1, C^3 par morceaux) :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \qquad (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3) \tag{1}$$

et un *champ de gravitation* par un champ de tenseurs covariants $\bar{g}_{\alpha\beta}$ de même classe de différentiabilité, auquel nous associerons la forme quadratique

$$\theta^2 = \bar{g}_{\alpha\beta}\, \theta^\alpha \theta^\beta. \tag{2}$$

Nous dirons que nous définissons une *induction gravitationnelle* si nous nous donnons sur V_4 un champ de tenseurs mixtes Π^ρ_α [dét $(\Pi^\rho_\alpha) \neq 0$] reliant la géométrie au champ de gravitation par les formules

$$\bar{g}_{\alpha\beta} = \Pi^\rho_\alpha \Pi^\sigma_\beta g_{\rho\sigma}. \tag{3}$$

Sous ces hypothèses (2) est aussi régulière et de même type que (1). Introduisons les deux tenseurs contravariants $g^{\alpha\beta}$ et $\bar{g}^{\alpha\beta}$ définis par

$$g^{\alpha\rho} g_{\beta\rho} = \delta^\alpha_\beta, \qquad \bar{g}^{\alpha\rho} \bar{g}_{\beta\rho} = \delta^\alpha_\beta.$$

Soit T_x l'espace vectoriel tangent en x à V_4. T^*_x le dual. On sait que ($g_{\alpha\beta}$, $g^{\alpha\beta}$) permettent de définir un isomorphisme f de $T^{*(p)}_x \otimes T^{(q)}_x$ sur $T^{*(r)}_x \otimes T^{(s)}_x$ $(p + q = r + s)$ par les formules habituelles. Nous conviendrons que λ et μ définissent un même élément géométrique et ont même interprétation physique *si et seulement si* $\mu = f(\lambda)$. Nous nous servirons alors de la même lettre support. Par contre, nous utiliserons souvent des supports différents si $\mu = \bar{f}(\lambda)$ où f est l'isomorphisme défini par ($\bar{g}_{\alpha\beta}$, $\bar{g}^{\alpha\beta}$). Mais pour ne pas multiplier inutilement certaines notations il nous arrivera aussi de conserver le même support et dans ce cas nous surmonterons celui-ci d'une barre horizontale.

2. Soit $\bar{R}^\alpha{}_{\beta,\lambda\mu}$ le tenseur de courbure construit avec $\bar{g}_{\alpha\beta}$. Nous poserons

$$\bar{R}_{\alpha\beta,\lambda\mu} = F_{\alpha\beta,\lambda\mu}, \qquad G^{\alpha\beta,\lambda\mu} = \gamma \bar{R}^{\alpha\beta,\lambda\mu},$$

γ étant un scalaire. Nous aurons alors

$$G_{\alpha\beta,\lambda\mu} = \gamma \zeta^\gamma_\alpha \zeta^\delta_\beta \zeta^\rho_\lambda \zeta^\sigma_\mu F_{\gamma\delta,\rho\sigma}, \tag{4}$$

où nous avons posé $\zeta_\alpha^\gamma = \bar{g}^{\gamma\mu} g_{\alpha\mu}$. Les deux tenseurs F et G sont les grandeurs fondamentales du champ au point de vue de l'interprétation physique.

3. Considérons maintenant les équations du champ d'ordre supérieur :

$$(5)\qquad \underset{\alpha,\beta,\gamma}{S}\, \bar{\nabla}_\gamma F_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0, \qquad \bar{\nabla}_\alpha G^{\alpha\beta,\lambda\mu} = \bar{\nabla}^\lambda U^{\beta\mu} - \bar{\nabla}^\mu U^{\beta\lambda},$$

où $\bar{\nabla}$ est le symbole de différentiation absolue relatif à la connexion définie par $\bar{g}_{\alpha\beta}$ et où

$$U^{\beta\mu} = T^{\beta\mu} - \frac{1}{2}(\bar{g}_{\rho\sigma} T^{\rho\sigma})\, \bar{g}^{\beta\mu},$$

$T^{\beta\mu}$ étant le tenseur d'impulsion-énergie du milieu envisagé. Si γ est une constante, d'après un théorème de Lichnerowicz, (5) sont équivalentes à

$$(6)\qquad \bar{R}^{\beta\mu} - \frac{1}{2}(\bar{g}_{\rho\sigma} \bar{R}^{\rho\sigma})\, \bar{g}^{\beta\mu} = \frac{1}{\gamma} T^{\alpha\beta} \qquad (\bar{R}^{\beta\mu} = \bar{R}^{\alpha\beta,\lambda\mu}\, \bar{g}_{\alpha\lambda})$$

pourvu que $\bar{\nabla}_\beta T^{\beta\mu} = 0$ et que (6) soient satisfaites, ce que nous supposons, comme condition initiale, sur une hypersurface orientée dans l'espace, au sens du produit scalaire défini par $\bar{g}_{\alpha\beta}$. On voit que sous ces hypothèses, si l'on fait $c = 1$, $\gamma = 1/k$; k étant la constante de la gravitation.

4. Envisageons maintenant un cas particulier important en supposant que

$$H_\alpha^\rho = \delta_\alpha^\rho + (\chi - 1)\, u^\rho u_\alpha \qquad (u^\alpha u_\alpha = +1),$$

où u^ρ peut être, par exemple, le vecteur vitesse unitaire du fluide envisagé. On a alors

$$(7)\qquad \bar{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} + (\chi^2 - 1)\, u_\alpha u_\beta.$$

Ainsi

$$\bar{g}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} + \frac{1-\chi^2}{\chi^2} u^\alpha u^\beta$$

et par conséquent

$$\zeta_\alpha^\rho = \delta_\alpha^\rho + \frac{1-\chi^2}{\chi^2} u^\rho u_\alpha.$$

En développant (4) nous obtenons

$$(8)\qquad \begin{aligned} G_{\alpha\beta,\lambda\mu} = {} & \gamma F_{\alpha\beta,\lambda\mu} \\ & + \gamma\left(\frac{1-\chi^2}{\chi^2}\right)(F_{\rho\beta,\lambda\mu} u_\alpha + F_{\alpha\rho,\lambda\mu} u_\beta + F_{\alpha\beta,\rho\mu} u_\lambda + F_{\alpha\beta,\lambda\rho} u_\mu)\, u^\rho \\ & + \gamma\left(\frac{1-\chi^2}{\chi^2}\right)^2 (F_{\rho\beta,\sigma\mu} u_\alpha u_\lambda + F_{\alpha\rho,\lambda\sigma} u_\beta u_\mu + F_{\rho\beta,\lambda\sigma} u_\alpha u_\mu + F_{\alpha\rho,\sigma\mu} u_\beta u_\lambda)\, u^\rho u^\sigma. \end{aligned}$$

D'où il vient par un calcul simple :

$$(9)\qquad \left\{ \begin{array}{c} G_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda = \varepsilon F_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda \\ \mu \star G_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda = \star F_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda, \qquad \mu (G\star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda = F\star_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda, \\ (\star G \star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda = \mu (\star F \star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\, u^\alpha u^\lambda, \end{array} \right.$$

où nous avons posé [1] :

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{\chi^4}, \quad \mu = \frac{\chi^2}{\gamma}.$$

On remarquera qu'on a

$$\mu^2 \varepsilon\gamma = 1, \qquad |\chi| = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \tag{10}$$

Réciproquement de (10) et (9) on déduit (8).

5. Soit $S \equiv f(x^\alpha) = 0$ un front d'onde, c'est-à-dire une hypersurface à la traversée de laquelle les tenseurs F et G sont discontinus. Si $[\ldots]$ désigne ces discontinuités, on sait qu'on a

$$\underset{\alpha,\beta,\gamma}{\mathrm{S}}\, l_\alpha [F_{\beta\gamma,\lambda\mu}] = 0, \qquad l_\alpha [G^{\alpha\beta,\lambda\mu}] = 0 \qquad (l_\alpha = \partial_\alpha f)$$

et que nécessairement $\bar{g}^{\alpha\beta} l_\alpha l_\beta = 0$; ce qui peut s'écrire

$$\bar{g}_{\alpha\beta} V^\alpha V^\beta = 0 \qquad (V^\alpha = \bar{g}^{\alpha\beta} l_\beta), \tag{11}$$

S est engendrée par les trajectoires de $\vec{V}$ qui sont d'ailleurs des géodésiques isotropes *au sens de* $\bar{g}_{\alpha\beta}$. Par un raisonnement classique on voit alors, d'après (7), que

$$v = |\chi| = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

où v est la vitesse d'espace du front d'onde *relative à l'espace associé au vecteur* $\vec{u}$. v est la même quel que soit $\vec{V}$ satisfaisant à (11). Mais il n'en serait pas de même pour une autre décomposition de T_x.

6. Signalons enfin que si $\Pi^\rho_\alpha = \delta^\rho_\alpha$ on a $\bar{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}$. *Le champ de gravitation sur* V_4 *peut être identifié à la géométrie de* V_4. C'est le cas de la Relativité générale classique. Puisque $\chi = 1$ de (10) il vient

$$\gamma = \varepsilon = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{k}.$$

[1] Pour la définition des tenseurs étoilés, *voir Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1297.

RELATIVITÉ. — *Sur la quantification du champ unitaire en théorie de Jordan-Thiry à l'approximation linéaire.* Note de M. **Alphonse Capella**, présentée par M. Joseph Pérès.

Conditions de commutation pour le champ unitaire. Passage à l'espace-temps V_4. Crochet des potentiels et champ électromagnétique (1).

1. Soit V_5 la variété riemannienne de métrique $d\sigma^2 = \gamma_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta$ de la théorie de Jordan-Thiry (2). La variété-quotient V_4 sera munie de la métrique

$$ds^2 = g_{ij}\, dx^i\, dx^j \qquad \left[g_{ij} = \xi\left(\gamma_{ij} - \frac{\gamma_{0i}\gamma_{0j}}{\gamma_{00}}\right);\ g^{ij} = \xi^{-1}\gamma^{ij} \right].$$

Le potentiel électromagnétique φ_i est à un facteur constant près $\xi^{-2}\gamma_{0i}$.

Supposons V_5 portée par une variété minkowskienne, les $\gamma_{\alpha\beta}$ admettant les expressions

$$\gamma_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \varepsilon\, q_{\alpha\beta},$$

où ε est l'infiniment petit principal et $\eta_{\alpha\beta}$ la métrique minkowskienne. La partie principale du tenseur de courbure de V_5 s'écrit (3)

$$H_{\alpha\beta,\gamma\delta} = -\frac{1}{2}\overline{\sum}\partial_{\alpha\gamma}\, q_{\beta\delta}.$$

Nous astreindrons les coordonnées à satisfaire aux parties principales des conditions d'isothermie

$$\eta^{\alpha\beta}(\partial_\alpha\, q_{\beta\mu} + \partial_\beta\, q_{\alpha\mu} - \partial_\mu\, q_{\alpha\beta}) = 0.$$

Il en résulte que les équations du champ en partie principale, s'écrivent

$$H_{\alpha\gamma} = -\frac{1}{2}\eta^{\rho\sigma}\,\partial_\rho\,\partial_\sigma\, q_{\alpha\gamma} = 0.$$

2. Le tenseur métrique de V_4 peut s'écrire

$$g_{ij} = \eta_{ij} + \varepsilon\left(q_{ij} - \frac{1}{2}\eta_{ij}\, q_{00}\right) = \eta_{ij} + \varepsilon\, h_{ij}.$$

La partie principale de son tenseur de courbure s'écrit

$$H^*_{ij,kl} = -\frac{1}{2}\overline{\sum}\partial_{ik}\, h_{jl} = H_{ij,kl} + \frac{1}{4}\overline{\sum}\eta_{jl}\,\partial_{ih}\, q_{00}.$$

Par contraction, on a

$$H^*_{ij} = H_{ij}.$$

3. En vertu du postulat de cylindricité et des équations du champ on peut poser (sous les hypothèses permettant d'introduire la transformation de Fourier)

$$(3.1)\qquad q_{\alpha\beta}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_{C+}\left(Q_{\alpha\beta}(\vec{l})\, e^{i\vec{l}.\vec{x}} + Q_{\alpha\beta}(-\vec{l})\, e^{-i\vec{l}.\vec{x}}\right) d\Omega(\vec{l}),$$

où C^+ est la nappe positive du cône isotrope C, $\vec{l}$ un vecteur isotrope et $d\Omega(\vec{l}) = (dl^1 \wedge dl^2 \wedge dl^3)/l^4$ l'élément de volume invariant de C.

Les $q_{\alpha\beta}(\vec{x})$ ne se trouvent définis qu'à une transformation de jauge près ([4]). On peut profiter de cette indétermination pour les astreindre à vérifier

$$q(\vec{x}) = \eta^{\rho\sigma} q_{\rho\sigma}(\vec{x}) = 0. \tag{3.2}$$

Les conditions d'isothermie sont alors équivalentes à

$$l^\alpha Q_{\alpha\beta}(\vec{l}) = 0.$$

La solution de ce système peut être astreinte à la forme ([4])

$$Q_{\alpha\beta}(\vec{l}) = \sum_{A,B=0}^{2} R(A, B, \vec{l})\, n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)},$$

où les $\vec{n}^{(A)}$ sont quatre vecteurs du 4-plan tangent à C le long de $\vec{l}$, normés à -1 et normaux à $\vec{l}$ (on prend $\vec{\xi n}^{(0)} = \vec{\xi}$). Prenons le repère orthonormé formé par $\vec{e}_4 = \vec{u}(\vec{u}^2 = 1)$, $\vec{e}_A = \vec{n}^{(A)}$ et $\vec{e}_3 = k\vec{l} - \vec{u}$ $(k = 1/l^\alpha u_\alpha)$. On trouve alors

$$\sum_{A=0}^{2} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)} = -\eta_{\alpha\beta} - k^2 l_\alpha l_\beta + k(l_\alpha u_\beta + l_\beta u_\alpha). \tag{3.3}$$

4. Pour procéder à la quantification du champ on substitue au tenseur $q_{\alpha\beta}$ un tenseur dont les composantes sont des opérateurs hermitiens de l'espace de Hilbert complexe satisfaisant aux équations du champ ([4]). Afin d'obtenir des relations compatibles avec les équations du champ et la condition supplémentaire (3.2), on pose

$$\begin{cases} \left[R(A, B, \vec{l}), R(C, D, \vec{l}')\right] = 0, \\ \left[R^*(A, B, \vec{l}), R(C, D, \vec{l}')\right] = \left(\delta_{AC}\delta_{BD} + \delta_{AD}\delta_{BC} - \frac{2}{3}\delta_{AB}\delta_{CD}\right)\delta_\Omega(\vec{l}, \vec{l}'), \end{cases} \tag{3.4}$$

où δ_{AC} désigne le symbole de Kronecker et δ_Ω la mesure de Dirac relative au cône isotrope ([5]).

De (3.1) et (3.4) résulte

$$q_{\alpha\beta}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{A,B} \int_C \left(R(A, B, \vec{l})\, e^{i\vec{l}.\vec{x}} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)} + R^*(A, B, \vec{l})\, e^{-i\vec{l}.\vec{x}} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)}\right) d\Omega(\vec{l}).$$

En utilisant (3.3) on obtient

$$\begin{aligned}\left[q_{\alpha\beta}(\vec{x}), q_{\lambda\mu}(\vec{x}')\right] = {} & (P_{\alpha\lambda}P_{\beta\mu} + \bar{P}_{\alpha\lambda}\bar{P}_{\beta\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') + (P_{\alpha\lambda}\bar{P}_{\beta\mu} + \bar{P}_{\alpha\lambda}P_{\beta\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & + (P_{\alpha\mu}P_{\beta\lambda} + \bar{P}_{\alpha\mu}\bar{P}_{\beta\lambda})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & + (P_{\alpha\mu}\bar{P}_{\beta\lambda} + \bar{P}_{\alpha\mu}P_{\beta\lambda})\, \bar{D}(\vec{x} - \vec{x}') \\ & - \frac{2}{3}(P_{\alpha\beta}P_{\lambda\mu} + \bar{P}_{\alpha\beta}\bar{P}_{\lambda\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & - \frac{2}{3}(P_{\alpha\beta}\bar{P}_{\lambda\mu} + \bar{P}_{\alpha\beta}P_{\lambda\mu})\, \bar{D}(\vec{x} - \vec{x}'),\end{aligned}$$

où

$$\mathrm{D}(\vec{x}-\vec{x}')=\int_{\mathrm{C}+}\left(e^{\,i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}-e^{i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}\right)d\Omega(\vec{l}),$$

$$\overline{\mathrm{D}}(\vec{x}-\vec{x}')=\int_{\mathrm{C}+}\left(e^{-i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}+e^{i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}\right)d\Omega(\vec{l}),$$

$$\mathrm{P}_{\alpha\beta}=\eta_{\alpha\beta}-k^2\,\partial_\alpha\,\partial_\beta,\qquad \overline{\mathrm{P}}_{\alpha\beta}=-ik(u_\alpha\,\partial_\beta+u_\beta\,\partial_\alpha).$$

Pour le champ, décrit par la partie principale du tenseur de courbure (4), on a

$$\left[\mathrm{H}_{\alpha\beta,\gamma\delta}(\vec{x}),\ \mathrm{H}_{\lambda\mu,\nu\rho}(\vec{x}')\right]=\frac{1}{4}\sum_{(\alpha\beta\gamma\delta}\ \overline{\sum_{\lambda\mu\nu\rho)}}\partial_{\alpha\gamma}\,\partial_{\lambda\nu}\left[q_{\beta\delta}(\vec{x}),\ q_{\mu\rho}(\vec{x}')\right]$$

$$=\frac{1}{4}\Big(\overline{\sum}\eta_{\alpha\lambda}\,\partial_{\beta\mu}\overline{\sum}\eta_{\gamma\nu}\,\partial_{\delta\rho}+\overline{\sum}\eta_{\alpha\nu}\,\partial_{\beta\rho}\overline{\sum}\eta_{\gamma\lambda}\,\partial_{\delta\mu}$$

$$-\frac{2}{3}\overline{\sum}\eta_{\alpha\gamma}\,\partial_{\beta\rho}\overline{\sum}\eta_{\lambda\nu}\,\partial_{\mu\rho}\Big)\mathrm{D}(\vec{x}-\vec{x}').$$

relations compatibles avec les équations du champ.

5. En ce qui concerne V_4 il vient

$$\left[\mathrm{H}^*_{ij,kl}(\vec{x}),\ \mathrm{H}^*_{mnrs}(\vec{x}')\right]=\frac{1}{4}\Big(\overline{\sum}\eta_{im}\,\partial_{jn}\overline{\sum}\eta_{kr}\,\partial_{ls}+\overline{\sum}\eta_{ir}\,\partial_{js}\overline{\sum}\eta_{mk}\,\partial_{nl}$$

$$-\overline{\sum}\eta_{ik}\,\partial_{jl}\overline{\sum}\eta_{mr}\,\partial_{ns}\Big)\mathrm{D}(\vec{x}-\vec{x}'),$$

relations encore compatibles avec les équations du champ et qui coïncident avec celles obtenues par A. Lichnerowicz directement dans V_4 (4).

6. Pour le potentiel électromagnétique, on a

$$\left[\varphi_i(\vec{x}),\ \varphi_j(\vec{x}')\right]=\left[q_{0i}(\vec{x}),\ q_{0j}(\vec{x}')\right]=-\left(\mathrm{P}_{jl}-\frac{1}{3}\overline{\mathrm{P}}_{0j}\overline{\mathrm{P}}_{0l}\right)\mathrm{D}(\vec{x}-\vec{x}')-\overline{\mathrm{P}}_{jl}\,\overline{\mathrm{D}}(\vec{x}-\vec{x}'),$$

crochet compatible avec la condition de Lorentz. Pour le champ

$$\left[\mathrm{F}_{ij}(\vec{x}),\ \mathrm{F}_{kl}(\vec{x}')\right]=\overline{\sum}\eta_{ik}\,\partial_{jl}\,\mathrm{D}(\vec{x}-\vec{x}')$$

qui est la relation usuelle en Électrodynamique quantique.

(1) Cette Note comporte une modification du point de vue et des conditions indiqués par Ph. Droz-Vincent, *Thèse Doctorat, 3e cycle*, Paris, 1959.

(2) Les notations et coordonnées employées sont celles de A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Paris, 1955.

(3)
$$\overline{\sum}a_{\alpha\gamma}b_{\beta\delta}=a_{\alpha\gamma}b_{\beta\delta}+a_{\beta\delta}b_{\alpha\gamma}-a_{\alpha\delta}b_{\beta\gamma}-a_{\beta\gamma}b_{\alpha\delta}.$$

(4) A. Lichnerowicz, *Ondes et radiations électromagnétiques et gravitationnelles* (*Annali di Matem.*, 1960).

(5) Dans ce paragraphe seulement, le symbole * désigne le passage à un opérateur adjoint. Par raison de symétrie $\mathrm{R}(\mathrm{A},\mathrm{B},\vec{l})=\mathrm{R}(\mathrm{B},\mathrm{A},\vec{l})$.

RELATIVITÉ. — *Géométrie différentielle des trajectoires des particules chargées.* Note de M. **Henri Figueras**, présentée par M. Joseph Pérès.

En faisant usage de la méthode du repère mobile, nous abordons, dans cette Note, l'étude différentielle des trajectoires des particules chargées, dans un champ ($g_{\alpha\beta}$, $F_{\alpha\beta}$) correspondant au schéma champ électromagnétique pur.

1. Rappelons que si u^α est le vecteur normé tangent, en un point x, à une courbe générique (non tangente au cône isotrope) C, de la variété espace-temps V_4 et si les trois vecteurs

$$(1) \qquad \vec{\xi}_{(1)} = \vec{u}, \qquad \vec{\xi}_{(i)} = \frac{\nabla \vec{\xi}_{(i-1)}}{\nabla s} \qquad (i = 2, 3)$$

sont linéairement indépendants, le 2-plan $\Pi(\vec{u}, \vec{\xi}_{(2)})$ et le 3-plan $\Pi(\vec{u}, \vec{\xi}_{(2)}, \vec{\xi}_{(3)})$ sont respectivement, le 2-plan osculateur et le 3-plan osculateur à C, au même point [1].

Si C est la trajectoire d'une particule d'épreuve chargée, dont le rapport de la charge à la masse est k, elle doit satisfaire au système diffreentiel [2]

$$(2) \qquad \frac{\nabla u_\alpha}{\nabla s} = k F_{\alpha\beta} u^\beta$$

et l'introduction de cette condition dans le calcul des vecteurs (1) nous donne les expressions suivantes :

$$(3) \qquad \xi_{(2)\alpha} = k E_\alpha(\vec{u}), \qquad \xi_{(3)\alpha} = k G_\alpha(\vec{u}, k),$$

où l'on a posé,

$$(4) \qquad E_\alpha(\vec{u}) = F_{\alpha\beta} u^\beta, \qquad G_\alpha(\vec{u}, k) = G_{(0)\alpha}(\vec{u}) + k G_{(\varkappa)\alpha}(\vec{u}),$$

avec

$$(5) \qquad G_{(0)\alpha}(\vec{u}) = u^\beta u^\gamma \nabla_\gamma F_{\alpha\beta}, \qquad G_{(\varkappa)\alpha}(\vec{u}) = u^\gamma F_{\alpha\beta} F^\beta{}_\gamma.$$

Si $\vec{E}(\vec{u})$ n'est pas colinéaire à $\vec{u}$, le 2-plan $(\vec{u}, \vec{E}(\vec{u}))$ est bien déterminé; nous l'appellerons « le 2-plan π associé à la direction $\vec{u}$ ». Il coïncide avec le 2-plan π osculateur commun à toutes les trajectoires de direction $\vec{u}$, passant par x et pour lesquelles k est non nulle. (Remarquons, que les trajectoires des particules non chargées étant des géodésiques, ont leur 2-plan osculateur indéterminé.)

Si $\vec{u}$, $\vec{E}(\vec{u})$ et $\vec{G}(\vec{u}, k)$ sont linéairement indépendants, nous appellerons « 3-plan Π associé à la trajectoire de direction $\vec{u}$ et correspondant à la valeur k » le 3-plan $(\vec{u}, \vec{E}, \vec{G})$. En ce qui concerne la détermination des

3-plans associés aux différentes trajectoires de direction $\vec{u}$, on doit envisager trois cas distincts, suivant que le sous-espace vectoriel V engendré par les quatre vecteurs $\vec{u}$, $\vec{E}(\vec{u})$, $\vec{G}_{(0)}(\vec{u})$ et $\vec{G}_{(\infty)}(\vec{u})$ est de dimension 2, 3 ou 4. Si V est de dim 2, aucune des trajectoires de direction $\vec{u}$ n'a un 3-plan Π associé. Si V est de dim 3 et si le 2-plan π associé à $\vec{u}$ est supposé déterminé, le vecteur $\vec{G}(\vec{u}, k)$ est extérieur à π, sauf pour une valeur k_0 (finie ou infinie) de k, et le 3-plan Π associé à toutes les trajectoires de direction $\vec{u}$, à l'exception de celle correspondante à la valeur k_0, est déterminé et coïncide avec V; nous dirons encore que V est le 3-plan Π associé à la trajectoire correspondante à k_0 et, d'accord avec (3), on voit que V coïncide avec le 3-plan osculateur commun aux trajectoires de direction $\vec{u}$, $(k \neq 0, k_0)$. Finalement, si π est supposé toujours déterminé, et si V est de dim 4 (c'est-à-dire, si V coïncide avec l'espace T_x tangent à V_4, au point x), $\vec{G}(\vec{u}, k)$ n'appartient à π pour aucune valeur de k et les 3-plans Π associés aux trajectoires de direction $\vec{u}$ sont les 3-plans du faisceau de plans passant par le 2-plan π ; sauf pour $k = 0$, ils coïncident avec les 3-plans osculateurs et nous conviendrons de représenter par Π_k celui qui correspond à la valeur k.

J'appellerai « génériques » les directions qui correspondent au dernier cas envisagé et « spéciales » les autres directions orientées dans le temps.

2. Comme les fonctions $\vec{E}(\vec{u})$ et $\vec{G}(\vec{u}, k)$ sont déterminées par $F_{\alpha\beta}$, il est commode d'étudier la répartition des directions spéciales issues d'un même point, en envisageant comme séparés les deux cas que peut présenter le champ électromagnétique par rapport à son rang; alors, comme forme réduite de $F_{\alpha\beta}$, on prendra, dans le cas régulier,

$$F_{23} = -F_{32} = L, \qquad F_{10} = -F_{01} = X, \qquad \text{les autres composantes nulles,}$$

et dans le cas singulier,

$$F_{10} = -F_{01} = F_{31} = -F_{13} = X, \qquad \text{les autres composantes nulles.}$$

Dans ce qui suit, nous avons utilisé pour effectuer les calculs, les formes réduites ci-dessus.

Dans le cas des trajectoires, $\vec{u}$ est un vecteur dirigé dans le temps et, étant un vecteur normé, sa dérivée covariante $\vec{\xi}_{(2)}$ lui est orthogonale et, par conséquent, dirigée dans l'espace; pour $k \neq 0$, $\vec{E}$ étant colinéaire à $\vec{\xi}_{(2)}$ la recherche des directions dont le 2-plan associé est indéterminé se ramène à celle des $\vec{u}$, orientés dans le temps, qui annulent $\vec{E}(\vec{u})$, c'est-à-dire, selon (4), des vecteurs propres de $F_{\alpha\beta}$ orientés dans le temps. Soit $\mathfrak{U}$, l'angle formé des $\vec{u}$ orientés dans le temps et appartenant au 2-plan $u^2 = u^3 = 0$; la détermination des dits vecteurs propres, nous montre qu' « il existe des directions dans le temps, dont le 2-plan π est indéterminé,

seulement dans le cas d'un champ électromagnétique régulier, avec $X=0$ » et qu'alors, ces directions « coïncident avec celles contenues dans $\mathfrak{U}$ ».

Les directions $\vec{u}$, dont le vecteur $\vec{G}_{(0)}(\vec{u})$ [resp. $\vec{G}_{(\infty)}(\vec{u})$] est contenu dans le 2-plan π associé (supposé défini), satisfont l'équation

$$(6) \qquad \vec{G}_{(0)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0$$

$$(7) \qquad \text{resp. } \vec{G}_{(\infty)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0.$$

Dans le cas singulier il n'existe pas de solutions de (7) orientées dans le temps; dans le cas régulier, ces solutions sont celles de $\mathfrak{U}$.

D'accord avec ce que nous avons dit précédemment, le 3-plan est indéterminé pour les directions satisfaisant (6) et (7) simultanément, et il est unique pour celles qui ne les satisfont pas, simultanément, mais satisfont

$$(8) \qquad \vec{G}_{(0)}(\vec{u}) \wedge \vec{G}_{(\infty)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0.$$

3. Maintenant, rappellons que les deux premières courbures d'une courbe générique C, au point x, sont [1]

$$(9) \qquad c_i = \sqrt{\frac{|b_{(i-1)} b_{(i+1)}|}{b_{(i)}^2}} \qquad (i = 1, 2),$$

où l'on a posé

$$(10) \quad b_{(0)} = 1, \qquad b_{(h)} = |b_{ij}| \qquad (h = 1, 2, 3; \qquad i \leq h, j \leq h, \qquad b_{ij} = \xi_{(i)\alpha} \xi^{\alpha}_{(j)}).$$

Pour les trajectoires des particules chargées, le calcul des b_{ij} à partir de (3), donne

$$(11) \qquad b_{(0)} = b_{(1)} = 1,$$

$$(12) \qquad b_{(2)} = -k^2 E^2, \qquad b_{(3)} = -k^4 E^2 [A k^2 + 2 G_{(0)\alpha} B^\alpha + G'_{(0)} G'^{\alpha}_{(0)}],$$

où, $A = (G_{(\infty)\alpha} G^{\alpha}_{(\infty)} - E^4)$, $B^\alpha = (G^{\alpha}_{(\infty)} = E^2 u^\alpha)$, E est la valeur positive telle que $E^2 = -E_\alpha E^\alpha$, et $\vec{G}'_{(0)}$ est la projection normale de $\vec{G}_{(0)}$ sur le 2-plan π' normal au 2-plan π associé a $\vec{u}$. Donc, les courbures envisagées seront

$$(13) \qquad c_1 = kE \qquad \text{et} \qquad c_2 = \frac{1}{E} \sqrt{A k^2 + 2 G_{(0)\alpha} B^\alpha k + G'_{(0)\alpha} G'^{\alpha}_{(0)}}.$$

Nous avons vu que l'annulation de E coïncide avec l'indétermination de π; donc, « si π est déterminé pour $\vec{u}$, la première courbure des trajectoires qui ont cette direction est fonction linéaire homogène du paramètre k ». Selon (13), le carré de la deuxième courbure, laquelle est certainement déterminée si Π l'est aussi « est une fonction quadratique de k, sauf pour les directions qui annulent A et qu'on peut démontrer coïncider avec celle de $\mathfrak{U}$, dans le cas régulier avec $X \neq 0$ ».

(1) L. P. EISENHART, *Riemannian Geometry*, Princeton University Press, 1949.

(2) A. LICHNEROWICZ, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Un modèle d'équation non linéaire conservant certaines ondes planes.* Note (*) de M. **Georges Lochak**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude des solutions planes d'une équation non linéaire récemment proposée.

1. Nous avons rencontré dans une Note précédente [1] une équation non linéaire qui s'écrivait, pour les ondes planes :

$$(q^2+1)r - 2pqs + (p^2-1)t = 0, \tag{1}$$

avec

$$p = \frac{\partial\Phi}{\partial t}, \qquad q = \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \qquad r = \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}, \qquad s = \frac{\partial^2\Phi}{\partial t\,\partial x}, \qquad t = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}.$$

Cette équation est hyperbolique si $p^2 - q^2 < 1$. On a vu [1] que si, pour l'instant $t = 0$, on impose les conditions

$$\Phi(x, t)\big|_{t=0} = F(x), \qquad \frac{\partial\Phi}{\partial t}\bigg|_{t=0} = G(x), \tag{2}$$

avec $G^2 - F'^2 < 1$ la solution de l'équation sera

$$t = \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{1 + F'^2(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\,d\lambda, \tag{3}$$

$$x = \frac{\alpha+\beta}{2} + \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{G(\lambda)\,F'(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\,d\lambda, \tag{4}$$

$$\Phi = \frac{F(\alpha) + F(\beta)}{2} - \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{G(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\,d\lambda. \tag{5}$$

On voit que $t = 0$ est donné pour $\alpha = \beta$. Un point sera dans l'avenir si $\alpha > \beta$. Les deux systèmes de caractéristiques sont décrits par (3) et (4) pour $\alpha = \text{Cte}$ et $\beta = \text{Cte}$.

Nous allons maintenant étudier cette solution. Supposons d'abord que $G \equiv 0$. Nous aurons

$$t = \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\,d\lambda, \qquad x = \frac{\alpha+\beta}{2}, \qquad \Phi = \frac{F(\alpha) + F(\beta)}{2}. \tag{6}$$

Supposons que, F et F' étant continues, F'' soit discontinue en deux points $x = \beta_1$ et $x = \beta_2$ avec $\beta_2 < \beta_1$. Alors deux discontinuités partiront le long des caractéristiques $\beta = \beta_1$ et $\beta = \beta_2$. La discontinuité partie de $x = \beta_1$ parviendra à un certain point $x_1 = (1/2)(\beta_1 + \alpha_1)$ à l'instant

$$t_1 = \frac{1}{2}\int_{\beta_1}^{\alpha_1} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\,d\lambda.$$

Celle partie de $x = \beta_2$ parviendra au même point $x_1 = (1/2)(\beta_2 + \alpha_2)$, avec $\alpha_2 = \beta_1 - \beta_2 + \alpha_1$, à l'instant $t_2 = (1/2)\int_{\beta_2}^{\alpha_2} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\, d\lambda$ et l'on aura

$$t_2 = \frac{1}{2}\int_{\beta_2}^{\alpha_2} = \frac{1}{2}\int_{\beta_2}^{\beta_1} + \frac{1}{2}\int_{\beta_1}^{\alpha_1} + \frac{1}{2}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}.$$

Mais $\beta_2 < \beta_1 < \alpha_1 < \alpha_2$ et la fonction sous le signe somme est *positive*. Donc $t_2 > t_1$, l'onde partie de $x = \beta_2$ ne pourra rattraper celle partie de β_1 et il ne se formera pas d'onde de choc. On voit pourtant que si $G \neq 0$, nous devons utiliser les formules (3), (4) et (5). L'intégrale figurant dans (4) n'ayant pas un signe défini, le raisonnement que nous venons de faire tombe en défaut. Donc, dans le cas général, il pourra se produire des ondes de choc, et ceci malgré la propriété remarquable ([1]) des caractéristiques de l'équation.

2. Supposons maintenant qu'ayant toujours $G \equiv 0$, on ait $F(x) = F'(x) = 0$ pour $x \leq -a$ et $x \geq a$, c'est-à-dire une *perturbation initiale de longueur* $2a$ ayant en $x = a$ et $x = -a$ une discontinuité du second ordre au moins avec le vide. Du point $x = a$ une onde partira vers les $x > 0$ à la vitesse de la lumière, suivant la caractéristique $\beta = a$. De $x = -a$ une onde partira vers les $x < 0$ à la vitesse de la lumière suivant la caractéristique $\alpha = -a$.

Considérons le mouvement qui se propage vers les $x > 0$. Soit une caractéristique $\beta = b$ $(-a \leq b \leq a)$; d'après (6) sa pente sera

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\sqrt{1 + F'^2(\alpha)}} \leq 1. \tag{7}$$

Une onde partie de $x = b$ pour $t = 0$ aura donc une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière (celle-ci est prise pour unité).

Mais pour $\alpha \geq a$, c'est-à-dire au bout du temps

$$t = \frac{1}{2}\int_b^a \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\, d\lambda = T(b),$$

on aura $F(\alpha) \equiv F'(\alpha) = 0$ et les relations (6) s'écrivent

$$t = \frac{\alpha}{2} + T(b), \qquad x = \frac{\alpha + b}{2}, \qquad \Phi = \frac{F(b)}{2}. \tag{8}$$

Donc, la caractéristique devient une droite isotrope et Φ prend une valeur constante qui se propage à la vitesse de la lumière.

L'arrière du signal, c'est-à-dire le point parti de $x = -a$, sera le dernier à subir ce phénomène et ceci à l'instant

$$T_0 = \frac{1}{2}\int_{-a}^{a} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\, d\lambda, \tag{9}$$

au-delà duquel tout le signal devient rigide et se propage à la vitesse de la lumière. Au temps T_0, l'arrière du signal sera en $x = 0$ ($\alpha = a$, $\beta = -a$). D'après (6), le front du signal sera, lui, au point

$$x_0 = a + \frac{1}{2}\int_{-a}^{+a} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\, d\lambda. \tag{10}$$

Le signal issu de la perturbation initiale de la longueur $2a$ aura donc, au moment où il devient rigide, la longueur x_0. Il se sera d'autant plus étalé que $|F'|$ prendra des valeurs grandes. On trouve bien sûr le même résultat pour le signal issu de la même perturbation et se propageant vers les $x < 0$.

Maintenant, qu'est-ce que le temps T_0 ? On a vu que c'est celui au bout duquel l'arrière du signal se propageant vers les $x > 0$ arrive au point $x = 0$. Mais c'est aussi celui au bout duquel l'arrière du signal se propageant vers les $x < 0$ parvient au même point $x = 0$.

Donc T_0 est le temps pendant lequel les deux signaux issus de la perturbation initiale et liés par la non-linéarité de l'équation se perturbent l'un l'autre. Au bout du temps T_0, ils se sont mutuellement « traversés » et se propagent rigidement. Un observateur qui les observerait alors, croirait qu'ils obéissent à l'équation linéaire des ondes.

Il leur attribuerait non pas les conditions initiales que nous avons imposées mais celles qui se déduiraient des relations (8); il pourrait faire l'analyse de Fourier des deux signaux et les considérer comme une superposition d'états stationnaires.

Au contraire, un observateur microscopique placé sur l'intervalle $(-x_0, x_0)$ assisterait pendant le temps T_0 à un phénomène tout différent dont la non-linéarité lui serait évidente, notamment du fait qu'une analyse de Fourier effectuée à un instant ne serait plus valable à l'instant immédiatement postérieur.

Le seul but de ce travail était précisément de montrer qu'un signal non linéaire peut être rigide et surtout de donner un exemple de phénomène non linéaire qui peut paraître linéaire à l'observateur macroscopique.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) G. Lochak, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1985.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Développement des conséquences de la théorie de l'inertie de D. W. Sciama* (1) *et de D. Park* (2). Note de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Suite à nos précédentes remarques (3). De l'interaction entre « spinion » et graviton à l'approximation linéaire. Nouvelles remarques sur les constantes universelles.

D. W. Sciama (1) et D. Park (2) ont indépendamment émis l'idée que la constante universelle I de la formule de Galilée-Newton $\mathbf{F} = \mathrm{I}m\boldsymbol{\gamma}$ (qui est égalée à 1 par définition classique des unités de force et d'énergie) représente la valeur du fond constant $\mathrm{GM}/c^2\mathrm{L}$ du potentiel de gravitation : M, « masse totale » et L « rayon » (à un facteur près) du cosmos. De fait une formule du type $\mathrm{GM}/c^2\mathrm{L} = 1$ suit de la plupart des modèles cosmologiques.

A nos précédentes remarques sur le sujet (3) nous voudrions ajouter de nouveaux arguments favorables aux vues de Sciama et de Park.

1. Selon ces vues, l'équivalent énergétique $\mathrm{W} = c^2\, m$ de la masse inerte s'écrirait encore $\mathrm{GM}m/\mathrm{L}$: l'énergie latente dans la masse serait égale à l'énergie gravitationnelle potentielle de cette masse dans le champ total.

2. Il est bien connu qu'à l'approximation linéaire le lagrangien d'interaction entre une particule à spin ψ et un « graviton » $\gamma_{\underline{ij}}$ de spins 2 et 0 s'écrit

$$(1)\qquad \mathcal{L} = \frac{1}{2}\bar{\psi}[\partial^i]a^j\psi(\delta_{ij} - \gamma_{\underline{ij}}) + k\bar{\psi}\psi(1-\gamma) - \frac{c}{4\mathrm{G}h}\partial^i\gamma^{\underline{jk}}\partial_i\gamma_{\underline{jk}}, \qquad \gamma \equiv \gamma_i^i;$$

G, c, h, constantes de Newton, Einstein, Planck ; $[\partial^i] \equiv \underset{\rightarrow}{\partial^i} - \underset{\leftarrow}{\partial^i}$; $i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$; $x_4 = ict$; a^i, matrices de spin; k, fréquence propre de l'onde à spin, apparaissant (on le voit) comme une constante de couplage entre le « spinion » et le graviton; la masse propre du graviton est ici prise nulle; la barre soulignant deux indices implique une symétrisation.

Variant $\mathcal{L}$ par rapport à $\gamma_{\underline{jk}}$ il vient les équations de génération du potentiel de gravitation

$$(2)\qquad \partial_l^l\gamma^{\underline{jk}} = -8\pi c^{-2}\mathrm{G}\left(\mathrm{T}^{\underline{jk}} - \frac{\rho}{2}\delta^{jk}\right),$$

$$(3)\qquad \partial_l^l\gamma = -8\pi c^{-2}\mathrm{G}(\mathrm{T}_l^l - 2\rho),$$

avec (4)

$$(4)\qquad \mathrm{T}^{jk} = \frac{ch}{4\pi}\bar{\psi}[\partial^j]a^k\psi, \qquad \rho = -\frac{ch}{2\pi}k\bar{\psi}\psi.$$

Variant $\mathcal{L}$ par rapport à $\bar{\psi}$ il vient l'équation du « spinion » soumis au champ de gravitation

$$(5)\qquad \{a_i(\partial^i - \gamma^{\underline{ij}}\partial_j) + k(1-\gamma)\}\psi = 0;$$

comme il est bien connu, l'interaction du type Yukawa en $-k\bar{\psi}\psi\gamma$ apporte une contribution $-k\gamma$ à la masse du spinion et, ce, suivant une formule identique à celle postulée par Einstein [5] au début de ses recherches sur l'effet Doppler de gravitation.

On lit sur (1) et (5) que le *potentiel d'inertie* $-\gamma$ du type Yukawa s'ajoute au *potentiel d'inertie de base* 1 de Sciama-Park comme le *potentiel gravitationnel* $-\gamma^{\underline{ik}}$ s'ajoute au *potentiel gravitationnel de base* δ^{ik} de Minkowski. On voit que la participation des valeurs 2 *et* 0 du spin du graviton est essentielle pour que le *principe d'équivalence* soit respecté (le spin 2 décrivant en somme la *gravitation* et le spin 0 l'*inertie*); et aussi que la Mécanique ondulatoire échappe à la difficulté d'exprimer le principe d'équivalence dans l'espace-temps de Minkowski.

Introduisant une 5e dimension par les formules [6]

$$(6) \qquad a^0 = 1, \qquad \gamma^{\underline{i0}} = \gamma^{\underline{0i}} = 0, \qquad \gamma^{00} = -i\gamma,$$

nous pouvons écrire (5)

$$(7) \qquad a_\lambda(\partial^\lambda - \gamma^{\underline{\lambda\mu}}\partial_\mu)\psi = 0, \qquad \psi(x_\lambda) = \psi(x_i)\,e^{ikx_0} \qquad (\lambda, \mu, \ldots = 1, 2, 3, 4, 0).$$

3. Nous avons suggéré [3] que la définition *quantique* G_0 de la constante de gravitation G serait telle que

$$(8) \qquad \frac{GM}{c^2L} = 1, \qquad \frac{G_0 m_0}{c^2 l_0} = 1, \qquad 2\pi c m_0 l_0 = h;$$

m_0, 137 × masse de l'électron ou demi-masse du méson π chargé; l_0, 2/3 × rayon classique de l'électron $= 1{,}25.10^{-13}$ cm. Nous proposons aujourd'hui de relier G_0 à G au moyen de la masse propre du graviton μ (supposée très petite, mais non nulle) et du quantum de masse m_0 suivant la formule (d'un type usuel en théorie quantique des champs)

$$(9) \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{l_0}{L}\frac{M}{m_0} = \frac{m_0}{\mu}.$$

Par ailleurs, entre la masse propre du graviton et le rayon du cosmos il existe une relation bien connue de la forme [7] (α, facteur numérique simple)

$$(10) \qquad 2\pi c\mu L = \alpha h.$$

De (8_3), (10) et (9) on conclut

$$(11) \qquad \frac{M}{m_0} = \frac{1}{\alpha}\frac{L^2}{l_0^2}, \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{1}{\alpha}\frac{L}{l_0}.$$

On s'assure aisément que la relation (11_1) est bien vérifiée par les valeurs acceptées de M, L, m_0, l_0. Inversement, des (8) et (11) on tire la valeur *a priori* de L :

$$(12) \qquad L = \frac{\alpha c^2 l_0^2}{G m_0} = \frac{2\pi\alpha c^3 l_0^3}{G h}$$

qui, pour $G = 6{,}68.10^{-8}$, $h = 6{,}63.10^{-27}$, $l_0 = 1{,}25.10^{-13}$ C. G. S. donne la valeur extrêmement satisfaisante

$$L = 2\pi\alpha.1{,}18.10^{26} \text{ cm.}$$

(1) *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, 113, 1953, p. 34.

(2) *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 16.

(3) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1965, § 1 et p. 2101; 248, 1959, p. 932.

(4) C'est seulement dans le cas du « spinion » libre qu'on aurait $T_i^i = \rho$.

(5) *Jahrb. Radioakt. u. Elektr.*, 4, 1907, p. 411.

(6) On pourrait aussi introduire une 6e dimension et un terme de masse P-non-invariant grâce à l'interaction $\alpha_{[1234]}\,\gamma_{[1234]}$; *voir* à ce sujet G. Allard, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2288.

(7) *Voir* par exemple : M.-A. Tonnelat, *Ann. Phys.*, 17, 1942, p. 189.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Comparaison entre les aspects classique et quantique de la théorie ergodique.* Note de M. **Raymond Jancel**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Nous avons démontré, dans une Note précédente (1), que la moyenne quadratique d'une observable quantique macroscopique vérifiait la propriété asymptotique suivante :

$$\frac{\overline{\left(\mathcal{A}(t)-\overline{\mathcal{A}}^{m}\right)^{2}}^{m}}{\left(\overline{\mathcal{A}}^{m}\right)^{2}}=O\left(\frac{1}{s_{\nu}^{(\alpha)}}\right). \tag{1}$$

la moyenne étant prise sur un ensemble microcanonique représenté par une distribution uniforme sur l'hypersphère-unité à $2S^{(\alpha)}$ dimensions. De ce théorème de Mécanique générale, on déduit des théorèmes ergodiques « en probabilité », en particulier celui de von Neumann, sans faire d'hypothèse sur le spectre de l'hamiltonien : ainsi se trouve établie l'égalité des moyennes temporelles et des moyennes microcanoniques, sauf sur un ensemble de très petite mesure.

Comparons maintenant ces résultats à ceux de la théorie ergodique classique. Rappelons tout d'abord que l'existence de la limite de la moyenne temporelle d'une grandeur mécanique $f(P_t)$ est assurée, sous de larges conditions, par les théorèmes de Birkhoff et de von Neumann, mais que cette moyenne temporelle n'est égale à la moyenne en phase que moyennant la propriété de transitivité métrique. Comme il n'existe pas de critère pour reconnaître un système métriquement transitif, il s'ensuit que cette propriété a le caractère d'une hypothèse sur la structure du système, nécessaire pous justifier les méthodes de la Mécanique statistique; encore celle-ci n'exclut-elle pas la possibilité de trajectoires exceptionnelles (par exemple trajectoires périodiques) dont l'ensemble est de mesure nulle.

Cependant, on peut aussi s'affranchir de cette hypothèse en se plaçant au point de vue des ensembles de systèmes. En admettant que $f(P)$ est une fonction sommatoire, c'est-à-dire qu'elle est la somme de N fonctions dépendant chacune d'une seule particule (N est le nombre total de particules) et en appliquant le théorème central limite du calcul des probabilités, Khintchine a montré (2) que de telles fonctions vérifiaient la propriété asymptotique suivante, analogue à (1) :

$$\frac{\overline{\left(f-\overline{f}^{m}\right)^{2}}^{m}}{\left(\overline{f}^{m}\right)^{2}}=O\left(\frac{1}{N}\right), \tag{2}$$

où la moyenne est prise sur une hypersurface d'énergie constante; on peut aussi déduire de (2) un théorème ergodique en probabilité, assurant l'égalité des moyennes temporelles et microcanoniques sauf sur un ensemble de très petite mesure.

L'analogie entre les aspects classique et quantique de la théorie ergodique se révèle ainsi très étroite : l'intervention du point de vue statistique permet de s'affranchir, dans les deux cas, d'hypothèses invérifiables (transitivité métrique et absence de dégénérescence et de fréquence de résonance), à condition de tenir compte du grand nombre de degrés de liberté du système et de se contenter de théorèmes « en probabilité ». On constate bien, d'après (2), que la propriété (1) n'est pas valable exclusivement pour les observables quantiques.

2. Cependant, si l'analogie entre (1) et (2) est évidente, il subsiste toutefois une différence, à savoir que la théorie quantique fait appel aux observables macroscopiques. Pour juger de leur rôle, calculons la moyenne quadratique d'une observable microscopique A; il vient, d'après les formules (6) de I :

$$(3)\qquad \overline{\left(A(t)-\overline{A}^{m}\right)^{2}}^{m} = -\frac{1}{S^{\alpha}+1}\left(\overline{A}^{m}\right)^{2}+\frac{1}{S^{\alpha}(S^{\alpha}+1)}\left(\sum_{i}A_{ii}^{2}+\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^{2}\right).$$

Si l'on admet que les éléments de matrice A_{ii} et A_{ij} sont bornés, l'on voit qu'on ne peut rien dire du comportement asymptotique de (3) à cause de la somme $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^{2}$ qui comprend en principe $S^{(\alpha)}(S^{(\alpha)}-1)$ termes. Il en est de même pour la moyenne quadratique $\overline{\left(\overline{A(t)}^{\infty}-\overline{A}^{m}\right)^{2}}^{m}$ qui contient aussi des termes non-diagonaux provenant des dégénérescences de l'hamiltonien. On peut vérifier que le rôle des observables macroscopiques est précisément de montrer que la somme des termes non-diagonaux est proportionnelle à $S^{(\alpha)}$. Nous allons maintenant étudier un modèle quantique pour lequel il est possible de majorer directement la somme $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^{2}$, sans faire appel aux observables macroscopiques.

On suppose que le système quantique est constitué de N particules identiques, dont on peut négliger l'interaction, ainsi que le fait Khintchine en Mécanique classique. Les fonctions propres du système total sont alors données par

$$(4)\qquad \Psi_{i}=\prod_{\varkappa=1}^{N}\psi_{\varkappa_{i}}(\varkappa)=\psi_{\alpha_{i}}(1)\ldots\psi_{\nu_{i}}(N),$$

où les $\psi_{\varkappa_{i}}(\varkappa)$ représentent les fonctions propres de la $\varkappa^{\text{ième}}$ particule. Pour simplifier notre modèle nous nous placerons dans le cas de la statistique de Maxwell-Boltzmann (ceci ne jouant pas un rôle essentiel dans notre raisonnement). Si l'on considère alors les observables quantiques du type sommatoire :

$$(5)\qquad A=\sum_{\varkappa=1}^{N}A^{(\varkappa)}$$

on a pour les éléments de matrice A_{ii} et A_{ij}, en vertu de (4),

$$(6)\quad A_{ii}=\sum_{\varkappa}A_{ii}^{(\varkappa)}=\sum_{\varkappa}A_{\varkappa_i\varkappa_i}^{(\varkappa)},\qquad A_{ij}=\sum_{\varkappa}A_{ij}^{(\varkappa)}=\sum_{\varkappa}A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}\delta_{\alpha_i\alpha_j}\ldots\delta_{\varkappa_i-1,\varkappa_j-1}\delta_{\varkappa_i+1,\varkappa_j+1}\ldots\delta_{\nu_i\nu_j},$$

d'où l'on tire en particulier :

$$(7)\quad \sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2=\sum_{\varkappa}\sum_{i\neq j}\delta_{\alpha_i\alpha_j}\ldots\delta_{\varkappa_i-1,\varkappa_j-1}\delta_{\varkappa_i+1,\varkappa_j+1}\ldots\delta_{\nu_i\nu_j}|A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}|^2,$$

Le point essentiel est que, si l'on fixe l'indice j dans la somme (7), les seuls états i donnant des contributions non nulles sont ceux pour lesquels $\alpha_i=\alpha_j,\ \ldots,\ \nu_i=\nu_j$. Le nombre n_1 de ces états étant au plus égal au nombre d'états $\varkappa_i$ compris dans une couche d'énergie $(E,\ E+\delta E)$, on a certainement $n_1\leq K_1E^{1/2}\delta E$ et l'on peut écrire $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2\leq Nn_1S^{(\alpha)}A_M^{(1)2}$, où $A_M^{(1)}$ est la borne supérieure des éléments de matrice $|A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}|$. On en tire

$$(8)\quad \frac{1}{S^{(\alpha)}(S^{(\alpha)}+1)}\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2=O\left(\frac{Nn_1}{S^{(\alpha)}}\right)$$

qui est toujours très petit, puisque $S^{(\alpha)}$ est de la forme $K_NE^{(3N/2)-1}\delta E$ et par conséquent beaucoup plus grand que N et n_1. On peut donc écrire en pratique

$$(9)\quad \frac{\overline{\left(A(t)-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\sim O\left(\frac{1}{S^{(\alpha)}}\right),$$

d'où l'on déduit, par application de l'inégalité de Schwartz, un théorème ergodique en probabilité valable pour les observables microscopiques du genre (5)

$$(10)\quad \frac{\overline{\left(\overline{A(t)}^\infty-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\leq\frac{\overline{\left(A(t)-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\sim O\left(\frac{1}{S^{(\alpha)}}\right).$$

On constate ainsi, en comparant (2) et (9), que les observables sommatoires classiques et quantiques possèdent des propriétés statistiques tout à fait identiques et que la théorie ergodique en probabilité est, dans ce cas, une simple application de la loi des grands nombres.

(1) R. Jancel, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 671 (Notée I dans le texte).

(2) A. I. Khintchine, *Mathematical Foundations of Statistical Mechanics*, Dover, New York, 1949.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Quasi-particules et états collectifs des noyaux sphériques.* Note de MM. **Marcel Vénéroni** et **Robert Arvieu**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'application de la transformation canonique de Bogoliubov à l'hamiltonien d'un système de fermions identiques en interaction dans un potentiel moyen sphérique nous a permis, dans une précédente Note [1], d'écrire cet hamiltonien sous une forme qui semble convenablement adaptée à l'étude des états collectifs directement à partir d'interactions effectives. Nous avons inclus dans H_0, parmi les termes d'interaction négligés par Belyaev, un terme H_C dont on peut tenir compte par la méthode de Sawada et qui se présente sous la forme d'une somme d'oscillateurs couplés. A la vibration d'ordre multipolaire λ correspond l'un des modes normaux, combinaison linéaire des opérateurs A et A^+ qui, dans le cas d'une force de Wigner (la généralisation aux forces d'échange ne présente pas de difficultés), ne fait intervenir que le multipôle $k = \lambda$ dans la décomposition de cette force. Aux vibrations dipolaires, quadrupolaires, etc. sont donc associées les petites valeurs de k qui, on le sait, correspondent effectivement à la partie à longue portée de l'interaction. Les effets de la partie à courte portée sont inclus dans U et H_{11} puisque dans $\tilde{\varepsilon}$ et Δ, au contraire, toutes les valeurs de k interviennent. La suppression de l'énergie d'appariement ($v = 1$ pour $\varepsilon < \lambda$ et 0 pour $\varepsilon > \lambda$) réduit H_0 à l'hamiltonien modèle de Sawada et l'opérateur $u_1 v_2 A^{+21}$ à

$$\sum_{m_1 m_2} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | \mathrm{JM} \rangle a^+_{1m_1} b^+_{2m_2}$$

où $b_{2m_2} = (-1)^{j_2 + m_2} a_{2-m_2}$ est l'opérateur de création d'un trou ($\varepsilon_2 < \lambda$). Nous admettrons dans cette Note pour les opérateurs A et A^+ les règles de commutation des bosons et nous négligerons H_{qp} (diffusion au-dessus et au-dessous de la surface de Fermi des quasi-particules) et H_{31} (couplage entre ces dernières et les modes collectifs). Les termes négligés par cette approximation, analogue à celle des « phases au hasard » [2] de Bohm et Pines, perturbent l'aspect vibrationnel du spectre qui ne subsiste que pour les premiers niveaux. Il est cohérent dans cette approximation de déterminer encore les u et v, comme le fait Belyaev, en annulant H_{20}.

Avant de calculer les énergies des modes collectifs nous posons

$$V^{\alpha}_{kq} = (1 + \delta_{14})^{-\frac{1}{2}} V^{14}_{kq}, \quad \text{avec} \quad \varepsilon_4 \leq \varepsilon_1, \qquad f_k(\alpha\beta) = f_k(\beta\alpha) = f_k(1234);$$
$$E_\alpha = E_1 + E_4, \qquad E_1 = (u_2^2 - v_1^2)(\tilde{\varepsilon}_1 - \lambda) - 2 u_1 v_1 \Delta_1$$

et

$$M^{\alpha}_{k} = \hat{k}^{-1}(1 + \delta_{14})^{-\frac{1}{2}}(u_1 v_4 + (-1)^k v_1 u_4)$$

en notant la dépendance en k de M_k^α (celle aussi des facteurs pondérant les termes de H_{qp} et de H_{31}). Avec ces notations H_C s'écrit

$$H_C = \sum_k \left[\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} f_k(\alpha\beta)\, M_k^\alpha M_k^\beta \sum_q \left\{ 2\, A_{kq}^{\alpha+} A_{kq}^\beta + (-1)^q \left(A_{kq}^\alpha A_{k-q}^{\beta+} + A_{k-q}^\beta A_{kq}^\alpha \right) \right\} \right].$$

La structure du modèle en couches au voisinage de la surface de Fermi du noyau considéré d'une part, la multipolarité des vibrations étudiées d'autre part, dictent le choix et, pratiquement, le nombre des excitations α. Quoique le formalisme s'applique aussi aux noyaux impairs nous ne considèrerons que le cas des noyaux pairs. La possibilité pour les vibrations quadrupolaires de coupler deux quasi-particules dans une même sous-couche doit contribuer à abaisser leur énergie au-dessous de celles des vibrations dipolaires et octupolaires. En ce qui concerne les vibrations monopolaires, hormis les sauts de deux couches, les quasi-particules ne peuvent être couplées qu'à l'intérieur de sous-couches ; en outre, comme les relations de self-consistance le montrent, le terme $k = 0$ de l'interaction joue un rôle particulier du fait de la symétrie sphérique du potentiel moyen. Enfin les excitations $A_{\lambda\mu}^{\alpha+}$ doivent être de parité $(-1)^\lambda$ puisque $\langle l_4\, s_4\, j_4 \| C^\lambda \| l_1\, s_1\, j_1 \rangle$ est nul si $l_1 + l_4 + \lambda$ est impair (ce n'est plus nécessaire pour des forces d'échange). Peut-être donc comprend-on mieux avec un tel modèle le rôle privilégié des vibrations $2+$ dans les spectres nucléaires.

$$\left[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_{11}\right] = -E_\alpha A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, \qquad \left[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_{11}\right] = E_\alpha A_{\lambda\mu}^{\alpha};$$

$$\left[(-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha, H_C\right] \qquad \left[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_C\right] = M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta\right).$$

Soient $|\psi_0\rangle$ et $|\psi_\lambda\rangle$ respectivement de H_0 l'état fondamental et un état propre de « spin » λ à un seul « phonon », E_0 et E_λ leurs valeurs propres et $\hbar\Omega_\lambda = E_\lambda - E_0$. De

$$\langle\psi_\lambda|(E_\lambda - H_0)\, A_{\lambda\mu}^{\alpha+}|\psi_0\rangle \doteq \langle\psi_\lambda|(\hbar\Omega_\lambda - E_\alpha)\, A_{\lambda\mu}^{\alpha+}|\psi_0\rangle + \langle\psi_\lambda|\left[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_C\right]|\psi_0\rangle = 0,$$

on tire

$$\langle\psi_\lambda|A_{\lambda\mu}^\alpha|\psi_0\rangle = (E_\alpha + \hbar\Omega_\lambda)(E_\alpha - \hbar\Omega_\lambda)^{-1} \langle\psi_\lambda|(-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha|\psi_0\rangle$$
$$= (\hbar\Omega_\lambda - E_\alpha)^{-1} M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \langle\psi_\lambda|\left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta\right)|\psi_0\rangle,$$

$$\langle\psi_\lambda|\left(A_{\lambda\mu}^{\alpha+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha\right)|\psi_0\rangle$$
$$= \frac{2E_\alpha}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\alpha^2} M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \langle\psi_\lambda|\left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta\right)|\psi_0\rangle.$$

Les valeurs propres $\hbar\Omega_\lambda$ sont les racines du déterminant du système :

$$\sum_\alpha \left\{ f_\lambda(\alpha\beta) - \sum_\gamma (M_\lambda^\gamma)^2 f_\lambda(\alpha\gamma) f_\lambda(\gamma\beta) \frac{2E_\gamma}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\gamma^2} \right\} \langle\psi_\lambda| M_\lambda^\alpha \left(A_{\lambda\mu}^{\alpha+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha\right)|\psi_0\rangle = 0.$$

Avec l'hypothèse ([3]) que

$$F^{(k)}(n_1 l_1 n_2 l_2 n_3 l_3 n_4 l_4) = h_k(n_1 l_1 n_4 l_4)\, h_k(n_2 l_2 n_3 l_3)$$

on peut écrire

$$f_\lambda(\alpha\beta) = a\, g_\lambda(\alpha)\, g_\lambda(\beta), \qquad \text{où} \quad g_\lambda(\alpha) = \langle l_4 s_4 j_4 \,\|\, C^\lambda \,\|\, l_1 s_1 j_1 \rangle\, h_\lambda(n_1 l_1 n_4 l_4),$$

$\hbar\,\Omega_\lambda$ alors vérifie

$$\frac{1}{a} = \sum_\gamma \left(g_\lambda(\gamma)\, M_\lambda^\gamma\right)^2 \frac{2\,E_\gamma}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\gamma^2}$$

dont la discussion graphique est simple. Dans le cas $a < 0$ (force attractive) si la condition $2\,|a| \sum_\gamma (g_\lambda(\gamma)\, M_\lambda^\gamma)^2\, E_\gamma^{-1} < 1$ est satisfaite il existe une racine $\hbar\,\Omega_\lambda < (E_\alpha)_{\min}$ correspondant à l'énergie d'un mode d'autant plus collectif qu'elle est plus isolée. La présence de Δ_γ dans E_γ contribue à déprimer cette racine, par ailleurs d'autant plus abaissée qu'on dispose de plus d'excitations α de faibles énergies. Les autres racines, en revanche, correspondent à des excitations presque purement individuelles. Le schéma proposé par G. E. Brown et M. Bolsterli pour « l'état dipolaire » ([4]) conduit à une situation analogue au cas, peu réaliste, $a > 0$: existence d'une racine isolée $\hbar\,\Omega_\lambda > (E_\alpha)_{\max}$; toutefois l'introduction, qu'ils suggèrent, de forces d'échange rendrait compatibles l'existence d'une telle racine et la condition $a < 0$.

Si l'on ne fait intervenir qu'une seule excitation $A_{\lambda\mu}^{-}(nljnlj) = A_{\lambda\mu}^{+11}$ $\hbar\,\Omega_\lambda$ (qu'on surestime) est donnée par

$$\hbar\Omega_\lambda = 2\,E_1\left(1 + 2\,u_1^2 v_1^2 \frac{f_\lambda(1111)}{2\lambda+1}\,\frac{1}{E_1}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (\lambda \text{ pair})$$

où

$$2\,u_1^2 v_1^2 = \frac{2\,N_j}{2j+1}\left(1 - \frac{N_j}{2j+1}\right) = \frac{\theta_N}{2}.$$

Pour $\lambda = 2$ on reconnaît en posant $\theta_{N_0} = -10\,E_1\, f_2(1111)^{-1}$, obtenue par une méthode très différente et sous des conditions moins restrictives, une formule analogue à la formule (163) de Belyaev. La présence de forces d'échange ne la modifierait pas; nous renvoyons pour sa discussion à Belyaev [*voir* aussi ([7]) de ([1])].

([1]) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 992.
([2]) P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, 112, 1958, p. 1900.
([3]) S. Takagi, *Prog. Theor. Phys.*, 21, 1958, p. 174.
([4]) *Phys. Rev. letters*, 3, 1959, p. 472.

(*Laboratoire de Physique nucléaire, Orsay, Seine-et-Oise.*)

THERMODIFFUSION. — *Sur quelques potentiels de diffusion thermique contrainte dans les chlorures en solution aqueuse.* Note (*) de M. **Jacques Chanu**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Nous indiquons brièvement le résultat de mesures de potentiel effectuées à l'aide d'une pile thermique sur des solutions aqueuses de chlorures alcalins et alcalino-terreux, choisis parmi ceux qui présentent chacun un effet Soret différent.

Dans les milieux électrolytiques, la mesure des différences de potentiel électrique est une des méthodes susceptibles d'apporter les indications les plus intéressantes en ce qui concerne en particulier la diffusion thermique.

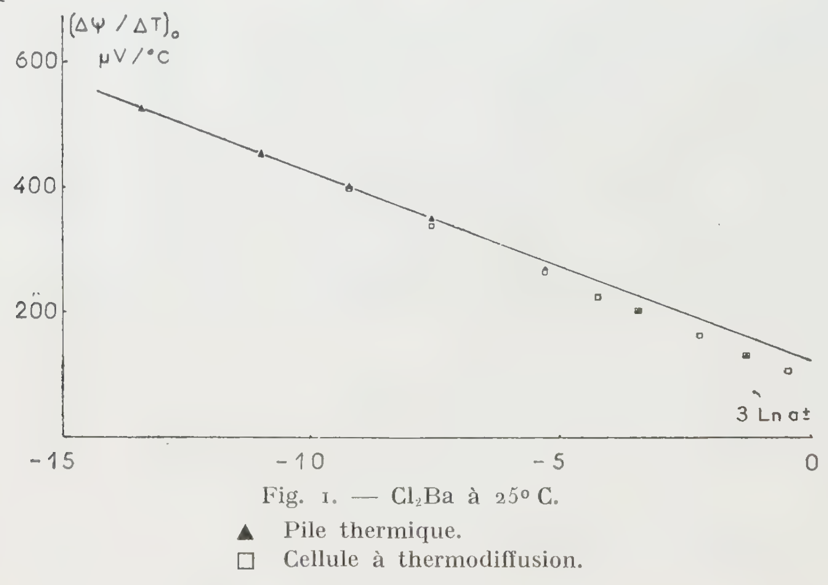


Fig. 1. — Cl_2Ba à 25° C.

▲ Pile thermique.

□ Cellule à thermodiffusion.

Il a été établi précédemment que la valeur du gradient de potentiel grad ψ_∞ *mesurable* dans une solution aqueuse d'électrolyte, soumise à un gradient thermique grad T se trouve liée directement à l'entropie de transfert [1] $\tilde{S}_i^{(a)}$ de l'ion réversible i, au moment où l'équilibre Soret est atteint [2].

Utilisant des techniques indépendantes, Agar et Breck [3] d'une part et l'auteur [4], d'autre part, sont parvenus à suivre pour la première fois quantitativement le rapport grad ψ/grad T au cours de l'effet Soret. Pour les chlorures alcalins et alcalino-terreux que nous avons étudiés, nous avons trouvé que $(\text{grad}\,\psi/\text{grad}\,T)_{\text{Soret}}$ ne représentait en général qu'une petite fraction du rapport $(\text{grad}\,\psi/\text{grad}\,T)_0$.

Rappelons qu'on a

$$\text{grad}\,\psi_\infty = \text{grad}\,\psi_0 + \text{grad}\,\psi_{\text{Soret}}.$$

La mesure de grad ψ_0, gradient de potentiel initial existant dans un milieu électrolytique soumis à un gradient de température avant l'inter-

vention de la thermodiffusion ou potentiel de thermodiffusion contrainte, est beaucoup plus ancienne ([3]). Elle doit se confondre en principe avec celle que fournissent les piles thermiques construites sur le modèle classique : deux compartiments à températures différentes reliés par un capillaire fin qui bloque efficacement la diffusion thermique.

La structure intrinsèque de l'expression de grad ψ_0 se prête mal à une discussion directe des mesures mais par contre le rapprochement de celles-ci avec les autres données expérimentales de l'effet Soret est particulièrement riche d'enseignement.

Aussi nous contenterons-nous ici d'indiquer les résultats de mesures qui ont été réalisées dans une pile thermique sur un certain nombre de chlorures alcalins et alcalino-terreux, à l'aide d'électrodes à Ag/Cl Ag à haute fidélité, en réservant leur analyse pour une publication ultérieure (*cf.* tableau).

d. d. p. initiale de thermodiffusion de chlorures en solution aqueuse (en μV/°C *à* 25°C)
(*électrodes* Ag/ClAg).

Normalité 20°C.	Cl NH₄. *m.*	$2 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl₂Ca. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl₂Mg. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.
0,02....	0,0200	−8,10	610	0,0100	−13,39	502	0,0100	−13,49	569
0,05....	0,0502	−6,39	544	0,0251	−11,02	431	0,0251	−11,04	505
0,1.....	0,1006	−5,12	492	0,0501	− 9,27	374	0,0501	− 9,23	449
0,2.....	0,2019	−3,86	446	0,1004	− 7,52	320	0,1004	− 7,42	397
0,5.....	0,5103	−2,22	376	0,2517	− 5,08	242	0,2516	− 4,95	320
1.......	1,0405	−0,94	324	0,5064	− 3,06	183	0,5059	− 2,86	266
2.......	2,1674	+0,42	268	–	–	–	1,0237	− 0,19	199

Normalité 20°C.	Cl₂Ba. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl₂Sr. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.
0,02.......	0,0100	−13,41	525	0,0100	−13,42	544
0,05.......	0,0251	−11,00	453	0,0250	−11,00	469
0,1........	0,0502	− 9,24	403	0,0501	− 9,21	418
0,2........	0,1004	− 7,59	350	0,1004	− 7,53	363
0,5........	0,2522	− 5,29	271	0,2517	− 5,16	286
1..........	0,5084	− 3,43	202	0,5062	− 3,19	226
2..........	1,0333	− 1,29	135	1,0253	− 0,84	156

Nous avons envisagé deux groupes de sels, l'un présentant un effet Soret appréciable, l'autre pour lequel cet effet est faible sinon nul.

Si l'on construit les courbes $(d\psi/dT)_0$ en fonction de $\ln a^{\pm}$ ($a^{\pm}$, activité moyenne), on notera, en première approximation, un comportement voisin de la linéarité pour les sels à effet Soret faible (Cl NH_4, Cl_2Ca, Cl_2Mg) ce qui ne semble pas être le cas pour ceux dont l'effet Soret est notable. Pour

ces derniers, nous présentons les courbes (*fig.* 1 et 2) où l'on a mentionné les valeurs mesurées précédemment dans la cellule à thermodiffusion. La concordance de ces mesures, bonne pour Cl_2Ba, semble moins satisfaisante pour Cl_2Sr.

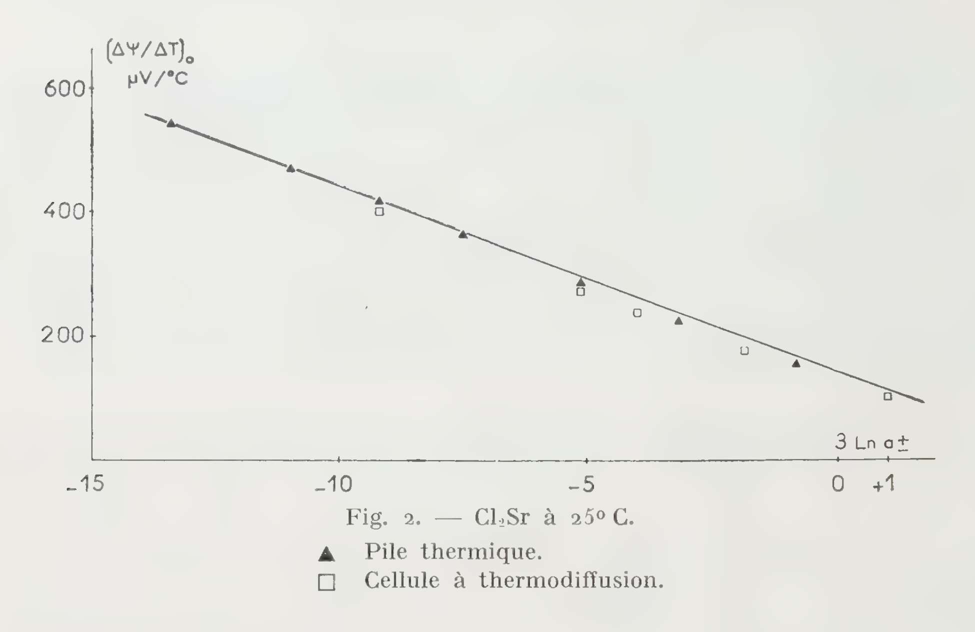


Fig. 2. — Cl_2Sr à 25° C.

▲ Pile thermique.
□ Cellule à thermodiffusion.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Entropie de transfert absolue encore appelée entropie de l'ion en mouvement.

(2) J. Chanu, in *Transport Processes in Statistical Mechanics*, Interscience Publishers, New-York, 1958, p. 402-411.

(3) J. N. Agar et W. G. Breck, *Trans. Faraday Soc.*, 53, 1957, p. 167.

(4) J. Chanu, *Thèse*, Paris, 1957.

ACOUSTIQUE MUSICALE. — *Sur le chevalet du violoncelle.*
Note (*) de M. **Benjamin Bladier**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On a étudié sur plusieurs chevalets, disposés tour à tour sur un bloc de béton puis sur leur instrument, la réponse à une excitation mécanique, à l'aide de capteurs piézoélectriques fixés sur le chevalet. Ensuite, sur l'instrument, le niveau de pression sonore provoquée par deux excitateurs électrodynamiques, travaillant en série et en opposition de phase, disposés tout d'abord en deux points de la table (l'un à 3 cm en arrière du pied droit du chevalet, l'autre à 3 cm en arrière du pied gauche), enfin, de part et d'autre sur le haut du chevalet parallèlement à la table.

Le processus opératoire diffère de celui décrit antérieurement [1], [2] par le mode d'excitation, et la durée de l'exploration continue de la plage de fréquence (20 à 5 000 Hz) du générateur, portée à 6 mn. Excitateurs et capteurs, étudiés deux à deux pour chaque type, ont des sensibilités inégales, mais conservent sensiblement la même phase en fonction de la fréquence; il en est de même des divers amplificateurs; la reproductibilité des phénomènes est satisfaisante si l'on a soin de remettre correctement en place les excitateurs, et de rendre les capteurs bien solidaires du chevalet. Il n'a pas été tenu compte de l'influence propre de chaque capteur (dont le poids est de 24 g) ni de leur surface de contact avec le chevalet (0,8 cm²).

Dans les limites de nos expériences on peut résumer ainsi les résultats obtenus :

1° Dans la transmission des vibrations des cordes à la caisse, le chevalet ne joue pas uniquement le rôle d'un organe de couplage passif.

2° Une excitation alternative exercée sur le haut du chevalet dans le plan de celui-ci donne naissance à deux forces alternatives exercées sur la table par chacun des pieds du chevalet. Nous considérons pour chacune de ces forces les trois composantes situées respectivement : deux dans le plan du chevalet (l'une X perpendiculaire à la table, l'autre Y latérale) et une troisième Z perpendiculaire au plan du chevalet.

3° D'une manière générale le niveau de vibration, recueilli sur les deux pieds, est maximal dans le plan X, suivi de près par celui du plan Y, le minimum se trouvant dans le plan Z. Les vibrations recueillies sous la découpure centrale appelée cœur, ainsi que celles obtenues de part et d'autre de ce dernier, sont maximales dans le plan Y.

4° La réponse dans le plan X de chevalets étudiés sur un bloc de béton met en évidence, en fonction de la fréquence d'excitation (20-5 000 Hz), un comportement complexe : Passif dans la transmission d'ailleurs inégale des basses fréquences (20 à 200 Hz), il devient actif entre 200 et 1 100 Hz (résonances propres d'un niveau moyen de 20 dB), enfin, il est inerte de 1 200 à 5 000 Hz (affaiblissement net de 20 dB au-delà de ces résonances).

5° La réponse du pied droit n'est pas la même que celle du pied gauche. Les chevalets classiques (13 g) sont nettement différenciés. Sur des chevalets sans découpures les résonances, moins larges et moins amples, sont d'autant plus déplacées vers des fréquences plus élevées que le chevalet est plus lourd.

6° La modification de l'impédance de couplage, par interposition de caoutchouc entre les pieds et le bloc, déporte la réponse vers des fréquences plus graves.

7° Sur l'instrument les trois parties distinctes de la réponse sont moins évidentes; en plusieurs points les interactions, dues vraisemblablement aux résonances de la caisse, modifient son comportement.

8° Certaines résonances de la caisse sont modifiées non seulement par la présence du chevalet, mais encore suivant le type adopté. Il se comporte d'une façon différente suivant l'élasticité de la table; par suite il est capable de régir et de modifier le timbre de la production sonore dans certaines plages de fréquences.

9° Si l'excitation se propageait dans le chevalet sans changer de phase (comme dans un conducteur), la différence entre l'état du sommet et celui des pieds, 9 cm plus loin, ne pourrait être notable pour les longueurs d'onde en question. Or, l'expérience ne vérifie pas toujours cette prévision : les interactions, dues vraisemblablement aux vibrations dans les plans Y et Z, semblent responsables des modifications dans le plan X, jusqu'à faire varier le déphasage entre les deux pieds, d'environ 0° à $\pm$ 180°, et cela pour plusieurs fréquences. Donc sous les pieds du chevalet les deux sources sonores de l'instrument ([2]) ne sont pas toujours excitées alternativement ([3]).

10° Le chevalet se comporte comme un amplificateur (leviers), de gain le plus souvent égal à 2 (6 dB entre ut_1 et mi_4 de 66 à 660 Hz), ensuite inférieur ou au plus égal à 1 (entre mi_4 et ut_6 de 660 à 2 112 Hz).

11° Les réponses dans les plans Y et Z, montrent que le chevalet oscille approximativement autour d'une droite du plan X ([4]); le calcul situe celle-ci aux deux-tiers de sa hauteur, soit aux environs du cœur; les vérifications par l'exploration du chevalet confirment, pour une plage de fréquences comprise entre 66 et 180 à 220 Hz, un minimum de vibration au point situé par le calcul, aussi bien lorsque l'excitation s'effectue par excitateurs que lorsque ceux-ci sont remplacés par la corde et l'archet ([8]), (notes jouées : ut_1, mi_1, sol_1, sur la corde ut et sol_1, si_1, $ré_2$, sur la corde sol).

12° Ce minimum persiste si le chevalet, sans corde, est collé sur l'instrument, il disparaît si le chevalet est collé sur le bloc de béton. L'effet paraît dû surtout à la dissymétrie de l'instrument (âme-barre).

13° Compte tenu de nos réserves concernant l'axe d'oscillation, celui-ci ne passe ni par le pied droit (qui n'est pas fixé à travers la table par l'âme), ni par le pied gauche (également non fixé par la barre); d'une manière générale (de ut_1 à environ la_2) le niveau de vibration maximal est sur le

pied gauche, plus faible sur le pied droit et minimal aux environs du cœur. Ce minimum est d'autant mieux marqué que la force d'excitation est plus faible. De la_2 à ut_3 le niveau prépondérant est sur le pied droit (côté âme); l'effet d'axe n'existe plus.

14° Le chevalet réduit (au-delà de mi_4) les possibilités sonores du violoncelle, dans la plage de fréquences correspondant au maximum de sensibilité de l'oreille. Il ne rend donc plus sonore qu'une partie des vibrations.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) B. Bladier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 791.

(2) B. Bladier, *Contribution à l'étude du violoncelle*, C. N. R. S., Paris, 1958.

(3) Les réponses d'un même instrument excité en deux points de la table en opposition de phase, puis en phase, ne sont pas les mêmes, mais les niveaux sonores sont assez souvent voisins.

(4) Question évoquée pour le violon par Savart (5), discutée par Bouasse (6), signalée par Rimsky-Korsakov et N. A. Diakonov (7).

(5) F. Savart, *Ann. Chim. et Phys.*, 2e série, 12, 1819.

(6) H. Bouasse, *Cordes et membranes*, Delagrave, Paris, 1926.

(7) Rimsky-Korsakov et N. A. Diakonov, *Instruments de musique*, Moscou, 1952.

(8) Dans ce dernier cas la forme de la réponse est complexe; alors qu'en utilisant des excitateurs celle-ci est sensiblement sinusoïdale.

(*Centre de Recherches scientifiques, industrielles et maritimes, Marseille.*)

ÉLECTROSTATIQUE. — *Charge des particules submicroniques dans les champs électriques ionisés. Mesure de la vitesse de précipitation de ces particules dans un champ électrique uniforme.* Note (*) de M. **Robert Cochet**, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons établi une théorie de la charge des particules submicroniques dans les champs électriques ionisés et donné la vitesse de précipitation de ces particules dans un champ électrique. Une première vérification expérimentale de cette théorie appliquée à des sphérules de gomme laque dont les rayons sont compris entre 0,02 et 0,5 μ donne des résultats intéressants.

Les recherches expérimentales sur la charge et la vitesse de précipitation des particules submicroniques dans l'air sont peu nombreuses. Citons pour mémoire les premières expériences de Rohmann ([2]) portant sur des oxydes dont les rayons sont de l'ordre du micron, puis celles de W. N. Lipscomb, T. R. Rubin et T. N. Sturdivant ([3]). Ces auteurs attribuent leurs résultats incertains à la perturbation de l'écoulement laminaire entre les électrodes du condensateur plan par les turbulences dues au faisceau d'ions dans lequel se chargent les particules.

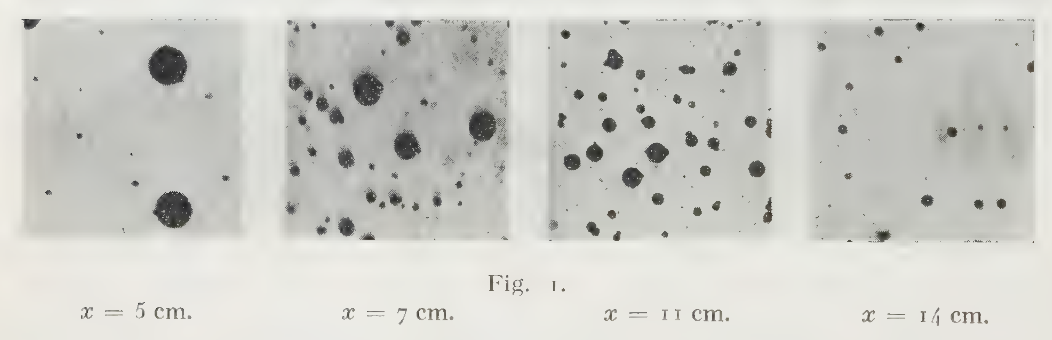


Fig. 1.

$x = 5$ cm. $x = 7$ cm. $x = 11$ cm. $x = 14$ cm.

Micrographies électroniques d'échantillons d'un dépôt de sphérules de gomme laque prélevés à différentes distances x (G × 5 000). Les conditions expérimentales de formation du dépôt sont les suivantes : $E = 5\,000$ V/cm, $t = 0{,}01$ s, $N_0 = 8.10^7$ ions/cm^3.

Nous avons repris le dispositif décrit dans ([3]), puis modifié le dispositif d'ionisation et isolé le faisceau d'ions de la veine gazeuse entraînant les sphérules chargées entre les électrodes du condensateur plan.

Les sphérules de gomme laque fabriquées à partir d'une solution alcoolique plus ou moins concentrée constituent l'élément solide d'un aérosol entraîné dans un champ électrique E au travers d'un faisceau d'ions positifs de profondeur l et de concentration N_0, pendant un temps t dépendant directement de la vitesse de passage de l'aérosol. L'aérosol de sphérules ainsi chargées est dirigé avec la vitesse V_{max} dans l'axe d'un condensateur plan à armatures horizontales. On maintient le champ électrique E et l'on entretient un courant gazeux entre ses armatures distantes de $2y = 3$ cm.

Signalons que cet écoulement gazeux à section rectangulaire a fait l'objet d'une visualisation permettant une étude expérimentale de la répartition des vitesses d'entraînement des sphérules dans un plan de symétrie vertical. Jusqu'à $V_{max} = 40$ cm/s la théorie de l'écoulement laminaire est acceptable.

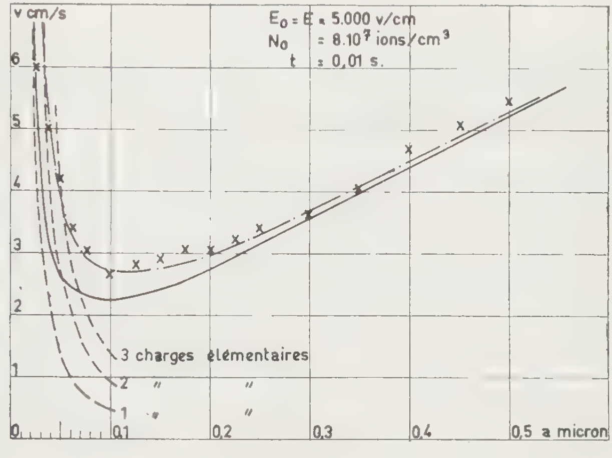


Fig. 2.

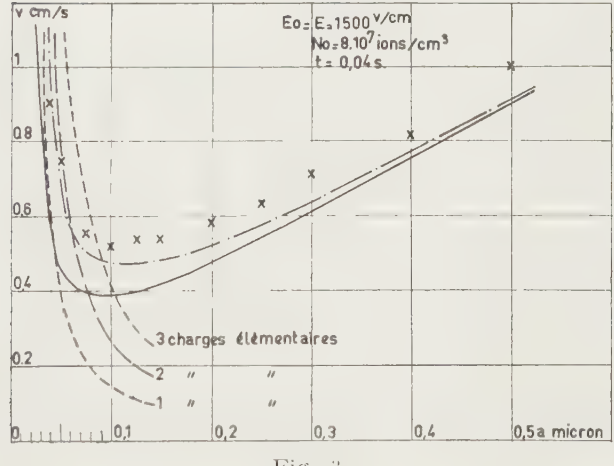


Fig. 3.

Vitesse de précipitation de sphérules de gomme laque dans un champ E.

× points expérimentaux;
——— courbes théoriques : $l_i = 6{,}6 . 10^{-6}$;
·—·— » » $l_i = 9{,}35 . 10^{-6}$;
-------- » » relatives à des sphérules portant 1, 2, 3 charges élémentaires.

Les sphérules de rayon *a* portant la charge Q sont précipitées, dans le champ électrostatique uniforme E avec la vitesse v sur l'une des armatures du condensateur, à une distance x de leur point d'introduction dans le champ E. L'examen au microscope électronique des dépôts de sphérules recueillies selon une méthode classique donne la répartition des différents

groupes de sphérules compris entre deux rayons $a + \Delta a$ en fonction de x. Le travail de microscopie électronique portant sur un nombre important d'échantillons a été réalisé au Laboratoire de Microscopie et Diffraction électronique de M. Jean-Jacques Trillat. La vitesse de précipitation φ d'une sphérule a, déduite de son point d'impact x, est donnée par la relation

$$v = \frac{2 V_{max}}{3 x} y.$$

Connaissant la vitesse de précipitation φ d'une sphérule dans un champ E, sa charge Q est aisément calculable.

Les échantillons du dépôt représentés sur la figure 1 montrent que le « spectre de précipitation » est replié sur lui-même. Au début du dépôt, on trouve des grosses et des petites sphérules $a = 0{,}5\ \mu$ et $a = 0{,}05\ \mu$; à la fin, il n'y a que des sphérules dont les rayons a sont de l'ordre du dixième de micron; *ce sont les sphérules les plus difficiles à précipiter.*

Les vitesses de précipitation obtenues expérimentalement et représentées sur les figures 2 et 3 montrent que les fines sphérules sont mieux chargées que ne le prévoit la théorie ([1]) en supposant que l'énergie cinétique moyenne d'un ion monomoléculaire soit la même que celle d'une molécule gazeuse, ce qui est probablement vrai dans un champ électrique ne dépassant pas quelques milliers de volts par centimètre.

En réalité, l'image électrique de l'ion dans la particule favorise sa capture et peut lui communiquer une énergie qui augmente son libre parcours vers la particule.

Notons également que pour des raisons de probabilités, le libre parcours l_i d'un ion introduit dans la théorie de charge des particules submicroniques peut, dans certaines conditions, être supérieur au libre parcours moyen. Des considérations théoriques montrent qu'on est conduit à prendre l_i d'autant plus grand que E est plus faible (image électrique ou probabilité de capture).

En admettant $l_i = l_g \sqrt{2}$, la théorie que nous nous sommes proposé de vérifier est en bon accord avec l'expérience dans le domaine étudié, en particulier pour des champs E compris entre 1500 et 5 000 V/cm.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) R. Cochet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 243.
([2]) Rohmann, *Z. Phys. Dtsch.*, 17, 1923, p. 253.
([3]) W. N. Lipscomb, T. R. Rubin et T. N. Sturdivant, *J. Appl. Phys.*, 18, 1947, p. 72.

(*Laboratoire des Hautes Tensions du C. N. R. S., Bellevue.*)

MAGNÉTISME — *Mesure des susceptibilités de différents oxydes de vanadium et de leur variation en fonction de la température.* Note (*) de M. **Jean Roch**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie, de 100 à 373° K la variation de susceptibilité des oxydes tri-, tétra- et pentavanadiques, et l'on montre qu'il existe différentes variétés de l'oxyde V_2O_4, très différentes au point de vue magnétique. La méthode peut être utilisée pour déterminer, au moins qualitativement, la composition d'un oxyde de vanadium.

Nous avons décrit précédemment (1) un montage utilisé pour étudier les susceptibilités de corps paramagnétiques en fonction de la température et donné pour V_2O_5 la valeur $\chi = 1,1 \pm 0,1 . 10^{-6}$ C. G. S., indépendante de la température. Nous avons utilisé le même dispositif pour l'étude des autres oxydes de vanadium. Cependant, dans l'intervalle 20-100° nous avons remplacé le four par un tube de laiton chauffé à la vapeur d'eau, qui nous permet une définition de la température à 1° près et évite les vibrations dues aux courants de convection.

La variation de susceptibilité de l'oxyde trivanadique V_2O_3 est représentée sur la figure 1 (courbe *b*). Elle présente une discontinuité entre 150 et 175° K, en accord avec les résultats de Bizette (2).

Pour l'oxyde tétravanadique V_2O_4 le problème est plus complexe et les résultats des différents auteurs non concordants. Certains indiquent une forte transition antiferromagnétique aux environs de 68° C (3), (4), mais qui ne semble pas présente dans toutes les formes du composé (5). Nous avons pu (6) étudier différents échantillons de V_2O_4 obtenus à basse température; ils correspondent à des hydrates qui perdent progressivement leur eau lorsqu'on les chauffe pour aboutir à l'oxyde anhydre lui-même. Les courbes de susceptibilités correspondantes sont très différentes. Celles concernant les hydrates à 1 et 2 mol d'eau (courbes *c* et *d*) obéissent à la loi de Curie, avec l'existence d'un important champ moléculaire et la présence d'un terme constant correspondant au diamagnétisme de la molécule. On peut les mettre sous la forme

$$V_2O_4,\ 2H_2O \text{ vert : } \quad \chi = -3.10^{-6} + \frac{3,25.10^{-3}}{T+180};$$

$$V_2O_4,\ H_2O : \quad \chi = -2,5.10^{-6} + \frac{3,89.10^{-3}}{T+150}$$

et les moments magnétiques moléculaires exprimés en magnétons de Bohr prennent respectivement les valeurs 1,62 et 1,73, ce dernier correspondant très exactement à un spin 1/2, tel qu'on est en droit de l'espérer pour le groupement VO_2. Quant au premier, il correspond à la valeur observée par Foëx (7).

Les résultats sont moins nets pour les hydrates intermédiaires ou mélanges d'hydrates. Enfin, pour l'oxyde V_2O_4 anhydre ou chauffé

à 1000° (courbe *e*) la susceptibilité est sensiblement constante et voisine de $1,1.10^{-6}$ jusqu'à 50° C, puis présente une très forte variation localisée entre 60 et 75° C pour atteindre 7.10^{-6} à partir de 80° C. Les résultats sont sensiblement identiques pour un oxyde obtenu par réduction à haute température.

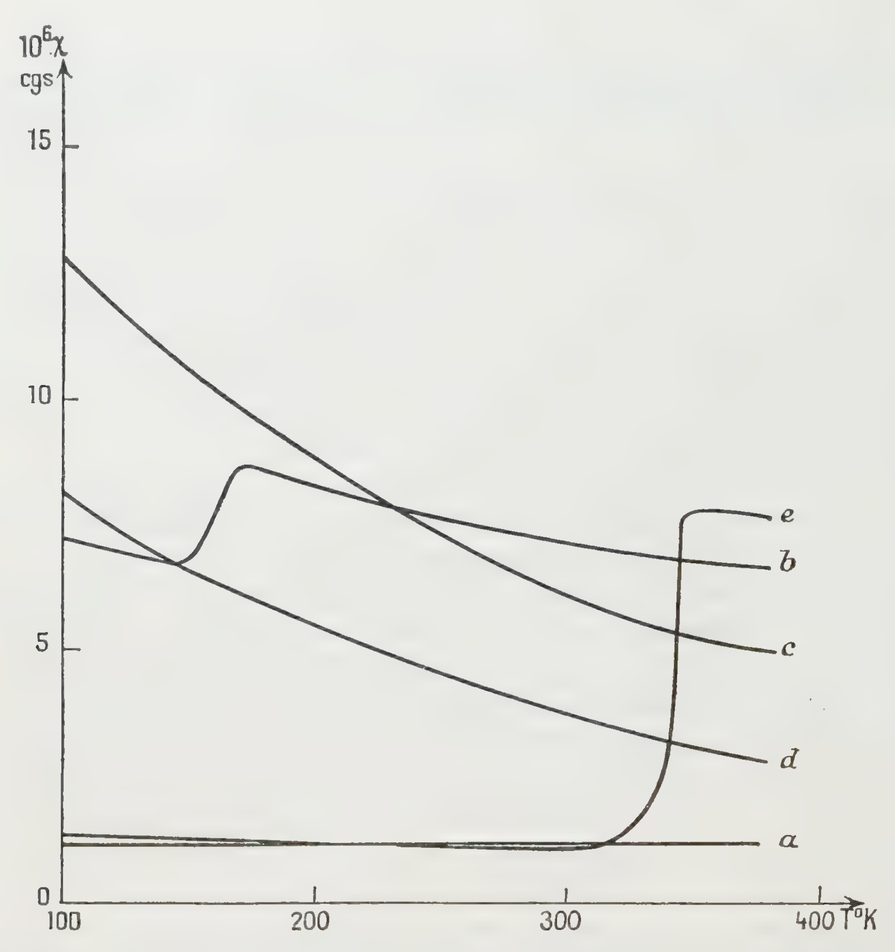


Fig. 1. — Variation des susceptibilités des oxydes de vanadium en fonction de la température : *a.* V_2O_5 ; *b.* V_2O_3 ; *c.* V_2O_4, H_2O ; *d.* V_2O_4, $2H_2O$; *e.* V_2O_4 anhydre.

Ainsi, les divergences entre les nombreux auteurs cités peuvent s'expliquer par une différence entre les degrés d'hydratation d'oxydes obtenus à des températures différentes. Le tétroxyde semble exister sous au moins deux formes différentes : une forme anhydre fortement antiferromagnétique avec une température de transition de 68° C et une variété plus ou moins hydratée et correspondant sensiblement à la molécule VO_2, nH_2O.

Nous avons utilisé les résultats précédents pour déterminer la nature de produits obtenus par réduction de V_2O_5. L'analyse chimique permet difficilement d'atteindre autre chose que le degré d'oxydation moyen du vanadium. Au contraire les courbes de variation de la susceptibilité

magnétique en fonction de la température représentées sur la figure 2, montrent immédiatement que le produit 1 est constitué par V_2O_4 anhydre, que le produit 2 contient V_2O_4 hydraté sans doute mélangé à V_2O_5 et que le produit 3 correspondant à un mélange de V_2O_3 et de V_2O_4 anhydre.

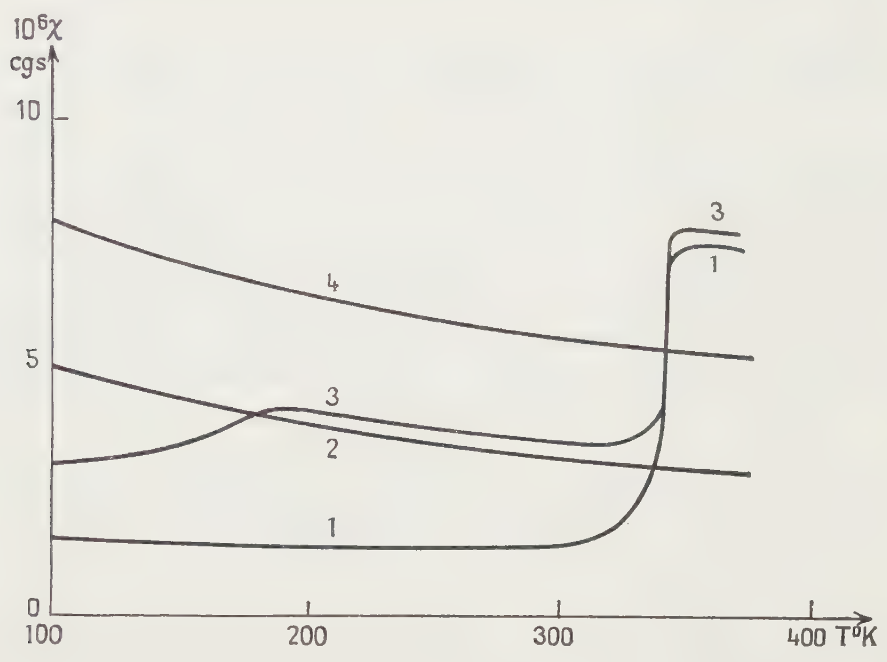


Fig. 2. — Variation des susceptibilités de mélanges d'oxydes de vanadium en fonction de la température : 1. V_2O_4 anhydre presque pur; 2. V_2O_4 hydraté + V_2O_5; 3. V_2O_4 anhydre + V_2O_3; 4. V_2O_4 hydrate intermédiaire (1,4 H_2O).

On peut même obtenir un ordre de grandeur des proportions de ce mélange en comparant les amplitudes des discontinuités. On trouve ainsi environ 40 % de V_2O_3 et 60 % de V_2O_4.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) J. Roch, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 56.
(2) H. Bizette, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 161.
(3) W. Klemm et E. Hoschen, *Z. anorg allgem. Chem.*, 226, 1936, p. 359.
(4) N. Perakis et J. Wucher, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 354.
(5) M. S. Archer, D. S. P. Rœbuck et F. J. Whitby, *Nature*, 174, 1954, p. 754.
(6) Grâce au concours du Professeur J. L. Bernard.
(7) Foëx, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1949, mise au point D 7.

(*École Normale Supérieure de Saint-Cloud, Seine-et-Oise et Laboratoire d'Électronique*, B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses*.)

MAGNÉTISME. — *Sur l'effet perminvar de ferrites de* Ni Zn *riches en fer renfermant une faible proportion de cobalt.* Note de M. **André Marais**, transmise par M. Louis Néel.

On étudie l'influence de la composition et en particulier l'effet du cobalt sur la valeur du champ seuil du cycle étranglé.

Certains ferromagnétiques présentent dans les champs faibles une perméabilité constante et à partir d'une certaine valeur du champ, ou champ seuil H_s, les processus irréversibles commencent à se manifester d'une façon telle que le cycle d'hystérésis est étranglé. Ces deux caractères, perméabilité constante et étranglement, ont été observés pour la première fois avec des alliages Fe Ni Co [1]. D'une façon générale, cet effet perminvar prend naissance chaque fois qu'un couplage magnétocristallin provoque un réarrangement atomique par rapport à la direction de l'aimantation spontanée [2]. Dans le domaine de températures où la désaccommodation de la perméabilité est perceptible, ce cycle est fugitif, l'étranglement s'estompe sous l'action du champ de mesure [3].

Pour l'effet perminvar des ferrites riches en fer, von Kienlin a montré l'importance de la teneur en oxygène du ferrite par rapport à la stoechiométrie, ainsi que le renforcement de l'étranglement par une faible addition de cobalt [4]. Nous précisons ici ces actions, dans le cas particulièrement intéressant de ferrites Ni-Zn frittés à 1150° dans l'oxygène. Les compositions sont indiquées par le pourcentage moléculaire initial des différents oxydes : x Fe_2O_3, y NiO, z ZnO, δ CoO ($x + y + z + \delta = 100$).

Cet effet perminvar doit être considéré comme l'aspect stabilisé, à la température ambiante, d'un traînage de diffusion décelé récemment vers 300-350°, par des mesures de désaccommodation de la perméabilité, avec le même type de ferrite sans cobalt [5]. Nous caractériserons par le champ seuil H_s, l'anisotropie uniaxiale créée au cours du refroidissement consécutif au traitement thermique.

Pour un ferrite de composition initiale $x = 58$, $y = 30$, $z = 9$, $\delta = 3$, la figure 1 montre la variation de H_s avec la température. Ce champ tend à s'annuler aux températures où le champ de mesure efface l'étranglement. On obtient l'ordre de grandeur de l'énergie d'anisotropie uniaxiale d'un tel ferrite à 20° C, en posant en première approximation $K_a = H_s \times M_s$, ce qui donne avec $H_s = 15$ et $M_s = 420$, une énergie de l'ordre de 6 300 ergs/cm³.

En ce qui concerne cette énergie et son importance relative par rapport à l'énergie magnétocristalline cubique K_1, on trouve que l'étranglement est d'autant plus net que H_s est élevé et K_1 faible. Inversement, l'étranglement disparaît lorsque l'énergie K_1 devient prépondérante, ce qui est le cas des ferrites étudiés aux températures inférieures à l'ambiante,

températures pour lesquelles K_1 devient positif et augmente très rapidement lorsque la température diminue [6].

L'évolution des cycles en fonction de la température est donc fortement influencée par la présence d'une petite quantité de cobalt du fait de son

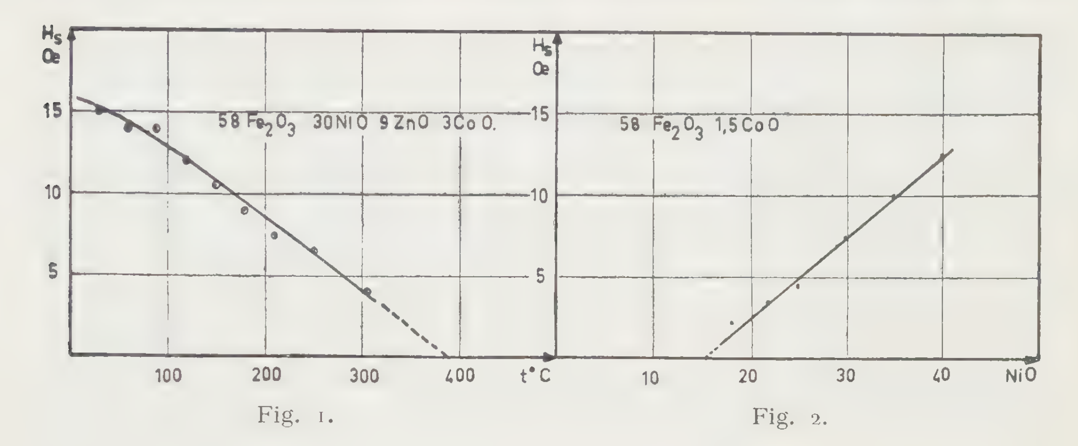


Fig. 1. Fig. 2.

action sur la valeur de l'énergie magnétocristalline K_1, le cycle présentant l'effet perminvar le plus marqué, étant obtenu, pour un matériau donné, à la température pour laquelle K_1 est minimum.

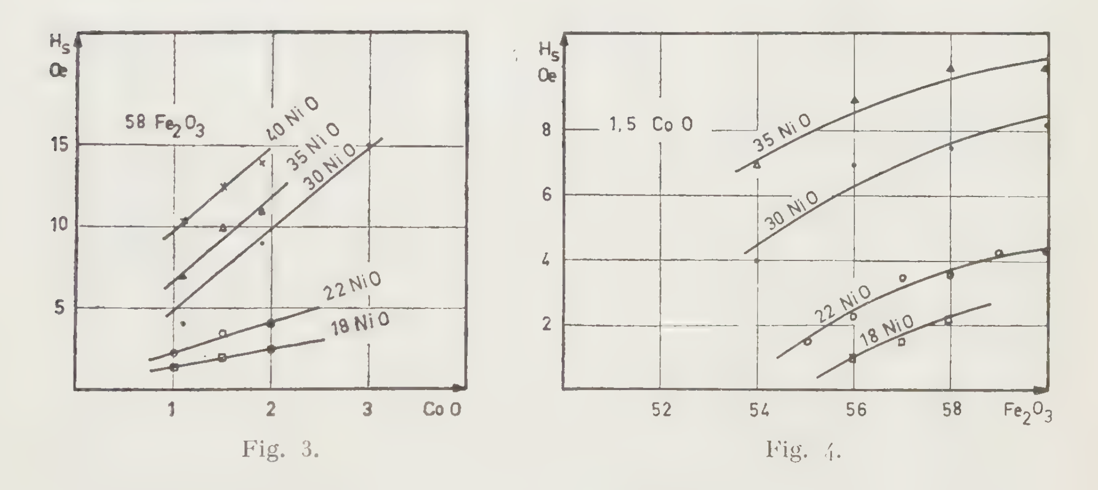


Fig. 3. Fig. 4.

Nous avons étudié ensuite l'influence de la composition sur la valeur du champ seuil, les conditions de frittage et le refroidissement restant les mêmes. Les figures 2, 3 et 4 rendent compte des résultats suivants :

a. Le champ seuil varie linéairement avec le pourcentage en oxyde de nickel et s'annule pour la composition dont le point de Curie est voisin de 300° C. En d'autres termes, l'aimantation spontanée étant nulle à la température où la diffusion est possible, aucun phénomène d'ordonnancement n'a lieu, le cycle d'hystérésis à l'ambiante ne présente pas d'étranglement.

b. Le champ seuil augmente également très rapidement avec la teneur en cobalt. A un pourcentage nul correspond un champ seuil très faible et l'étranglement se trouve alors masqué par les phénomènes d'hystérésis. Un deuxième effet du cobalt est donc de contribuer très fortement à l'augmentation de H_s.

c. L'excès d'oxyde ferrique contribue, dans une proportion moindre, à l'accroissement du champ seuil. Nous pensons, en ce qui concerne cet excès, comme von Kienlin l'a suggéré [4] et comme nous l'avons montré à propos de la désaccommodation [5], qu'il correspond à l'existence de lacunes. Ces lacunes rendent alors possible le réarrangement ionique lié à la direction de l'aimantation spontanée. D'autre part, si dans un ferrite pour lequel $x = 58$, $y = 30$, $\delta = 1,5$, on substitue jusqu'à 5 % Al_2O_3, on constate que la valeur de H_s varie peu et reste voisine de 7,5 Oe. Cette valeur étant celle du ferrite sans aluminium, le fer ferrique n'interviendrait donc bien que par son excès par rapport à la stoechiométrie, la température de frittage permettant par ailleurs de négliger le fer ferreux formé.

				O_2 pur.	$N_2 + 10\ \%\ O_2$.	$N_2 + 5\ \%\ O_2$.	$N_2 + 1\ \%\ O_2$.
				H_s (Oe).			
x.	*y*.	*z*.	δ.				
58	40	0,9	1,1	11	17	18	14
58	30	12,5	1,5	5	7	7,5	6,5

Nous avons pu également, en faisant varier la pression partielle d'oxygène, étudier l'influence du fer ferreux. On observe un maximum qui montre que le fer ferreux renforce également la valeur du champ seuil à condition qu'il subsiste suffisamment de lacunes.

Nous signalons enfin que la disparition de l'étranglement aux températures voisines de 350° a permis, notamment à partir de la variation de l'induction rémanente en fonction du temps, de déterminer l'ordre de grandeur de l'énergie d'activation, soit environ 1 eV. Elle est voisine de celle trouvée par la mesure de la désaccommodation [5].

(1) R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, 1951, p. 160.
(2) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 249.
(3) Brissonneau, *J. Phys. Chem. Solids*, 7, n° 1, 1958, p. 22.
(4) *Congrès international sur la physique de l'état solide et ses applications à l'Électronique et aux Télécommunications*, Bruxelles, 2-7 juin 1958.
(5) A. Marais et Th. Merceron, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2511.
(6) Van der Burgt, *Philips Res. Rep.*, 12, n° 2, 1957, p. 97.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide à Bellevue, Seine-et-Oise.*)

MAGNÉTISME. — *Aimantations thermorémanente et rémanente isotherme, dans un alliage* Pd_3Mn_2. Note de M. **Roger Wendling**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Une étude antérieure (1) sur le comportement magnétique de Pd_3Mn_2 a montré que cet alliage est antiferromagnétique à l'état trempé et acquiert des propriétés thermorémanentes après un recuit approprié.

Pour mettre en évidence une éventuelle aimantation rémanente isotherme et étudier son comportement dans le temps, phénomènes qui échappaient à nos méthodes antérieures, les mesures publiées dans la présente Note ont été faites à l'aide d'un magnétomètre dont la description sera publiée ultérieurement.

Un échantillon d'un Pd_3Mn_2 fondu sous argon au four à induction, a été recuit pendant trois semaines à 450° C. Pendant ce recuit, la susceptibilité à température ambiante a crû linéairement de 15.10^{-6} à 450.10^{-6} par gramme. Le choix de la température et du temps de recuit est déterminant pour le comportement magnétique ultérieur de la substance. Dans ce qui suit, nous avons adopté les notations de Thellier (2) et Néel (3) pour l'aimantation rémanente isotherme (A. R. I.) et l'aimantation thermorémanente (A. T. R.).

Les courbes de la figure 1 représentent les valeurs de l'A. R. I. et de l'A. T. R. obtenues à diverses températures dans trois champs différents. Pour créer une A. R. I., l'échantillon, vierge de toute aimantation après un recuit à 365° C, est porté à la température indiquée en abscisses. Le champ magnétique est alors appliqué pendant 1 mn. L'échantillon est aussitôt refroidi à température ambiante en dehors de tout champ. 10 mn après la suppression du champ, on mesure l'A. R. I. figurant en ordonnées. Pour l'obtention d'une A. T. R. (courbes en traits discontinus), il a été procédé de la même manière, le champ appliqué agissant toutefois pendant la durée totale du refroidissement à température ambiante. La comparaison des tangentes à 17° C aux trois courbes de l'A. T. R. montre que les intervalles où le refroidissement dans un champ est efficace s'étendent d'autant plus vers les basses températures que le champ est plus intense. Ainsi les valeurs de σ (365° C, H, 17° C) ne représentent l'A. T. R. totale que lorsque H reste inférieur à environ 2 000 Oe. Dans des champs suffisamment faibles pour que l'A. R. I. soit négligeable devant l'A. T. R., nous avons pu vérifier la relation de Thellier :

$$\sigma(365°, H, T_1) + \sigma(T_1, H, 17°) = \sigma(365°, H, 17°).$$

La courbe (A) de la figure 2 représente la variation de σ (365°, H, 17°) en fonction de H. Cette grandeur atteint la saturation pour environ 5 000 Oe. Cependant, la courbe n'est plus représentative de l'A. T. R. totale

au-dessus de 2 000 Oe. La courbe (B) de la même figure donne la variation de l'A. R. I. à température ambiante en fonction du champ appliqué, les mesures ayant été effectuées environ 4 mn après la suppression du champ.

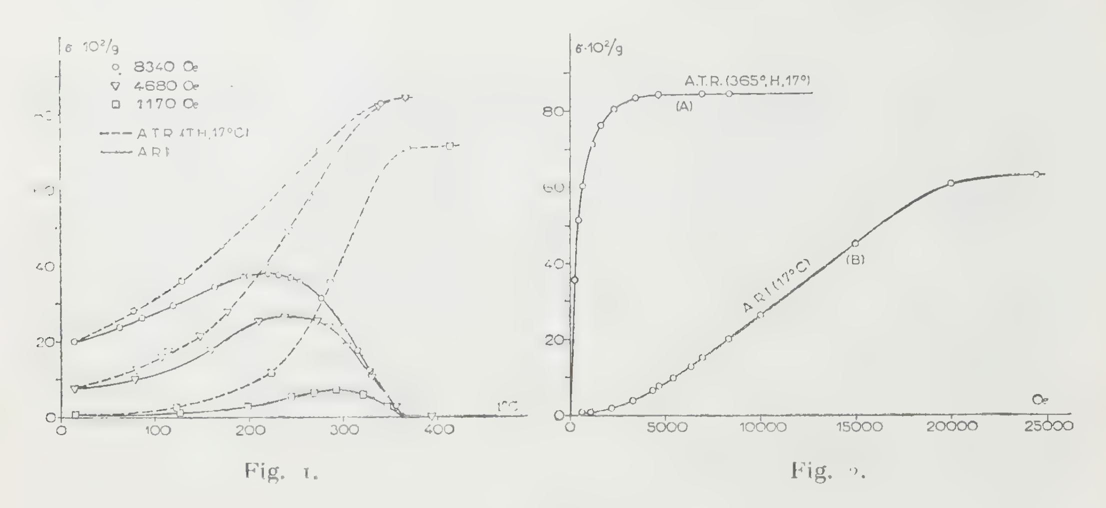


Fig. 1. Fig. 2.

Une A. R. I. créée à température ambiante T_0 décroît spontanément avec le temps, suivant une loi déjà mise en évidence par Thellier dans les roches et les terres cuites.

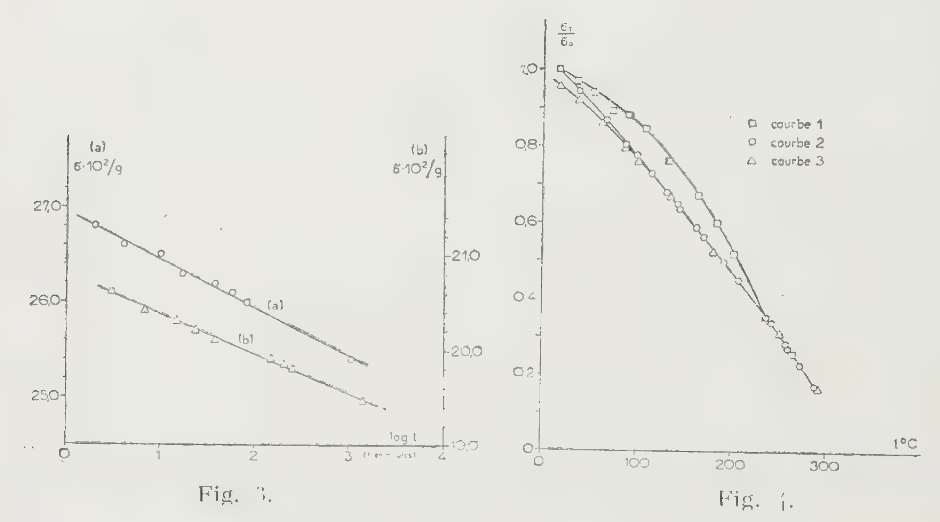


Fig. 3. Fig. 4.

Cette décroissance est proportionnelle au logarithme du temps et a été portée sur la figure 3 pour deux A. R. I., l'une (courbe *a*) obtenue dans un champ de 10 030 Oe, l'autre (courbe *b*) obtenue dans un champ de 8 340 Oe.

Une diminution de rémanence peut être produite plus rapidement par un recuit à une température supérieure à T_0. L'échantillon, porteur d'une A. R. I. créée à T_0, et ayant la valeur σ_0 20 mn après la suppression du

champ, a été traité par des recuits successifs de même durée (environ 5 mn) à des températures croissantes T. La courbe 1 de la figure 4 représente les aimantations rémanentes mesurées à T_0 après chacun de ces recuits, σ_0 étant prise comme unité.

Les points de la courbe 2 de la figure 4 représentent les A. R. I. mesurées à la température même du recuit, 20 mn s'écoulant entre deux mesures successives.

Les points de la courbe 3 sont relatifs à un échantillon porteur d'une A. R. I. initiale identique, la variation thermique ayant cependant été commencée environ un jour après la suppression du champ.

Les propriétés magnétiques de Pd_3Mn_2 recuit sont analogues à celles des roches et terres cuites étudiées par Thellier. Leur interprétation entre donc dans le cadre de la théorie de Néel ([3]) sur les propriétés d'un ensemble de grains. Des traitements thermiques appropriés de Pd_3Mn_2 nous permettant de faire varier certains paramètres, nous espérons pouvoir préciser la nature de ces grains par des expériences ultérieures.

([1]) J. P. Burger, R. Wendling et J. Wucher, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 427.
([2]) E. Thellier, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 205.
([3]) L. Néel, *Ann. Géophys.*, 5, 1949, p. 99.

(*Laboratoire Pierre Weiss,*
Institut de Physique, Strasbourg.)

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Influence de la fréquence et de la structure sur l'indice de réfraction complexe des métaux et des lames métalliques minces.* Note (*) de M. **Marcel Gourceaux**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans deux précédentes Notes [1] traitant de la transparence des métaux alcalins en rayonnement ultraviolet, j'ai fait un examen critique de la théorie de Zener et, après avoir montré le caractère trop sommaire de la description du phénomène donnée par cette théorie, j'ai proposé une autre théorie reposant sur la formule suivante que j'avais indiquée au préalable dans une autre Note [2] :

$$(1)\qquad (n-jk)^2 = \left(1 - \frac{4\pi A \sin\varphi}{\omega}\right) - j\frac{4\pi A \cos\varphi}{\omega},$$

φ représentant le retard du courant sur le champ appliqué et étant évidemment une fonction croissante de la fréquence N à partir de la valeur N_0 au-delà de laquelle ce retard cesse d'être nul.

Un point de divergence particulièrement net entre la théorie de Zener et la mienne est le suivant : lorsque le coefficient d'extinction k s'annule, l'indice n est nul selon la théorie de Zener, supérieur à 1 selon moi.

J'ai déjà donné des arguments en faveur de $n > 1$ à l'aide de résultats expérimentaux relatifs au potassium, au rubidium et au césium, mais assez anciens. Des résultats récents viennent d'être publiés [3] et confirment mon point de vue : lorsque, pour le potassium et le *sodium* (insuffisamment étudié jusque-là), le coefficient k devient faible, n est alors de l'ordre de 2 à 4. Cette confirmation constituait le premier objectif de la présente Note.

Rattacher l'indice $n - jk$ à la fréquence par l'intermédiaire de l'angle φ peut constituer un guide efficace pour l'étude des propriétés optiques des métaux et des lames métalliques minces; essayons de le montrer à propos du problème suivant : recherche des conditions pour lesquelles on a $n = k$.

Rappelons d'abord le comportement d'un métal ou d'une lame métallique mince obéissant à la formule (1), en renvoyant pour les détails aux Notes déjà rappelées.

Tant que $\varphi = 0$, on a $n \simeq k$. Ensuite, n décroît jusqu'à s'annuler pour $\varphi = \pi/2$, puis n croît tandis que k décroît : on retrouve donc l'égalité $n = k$ pour une certaine valeur de φ comprise entre $\pi/2$ et π, égalité obtenue en passant de $n < k$ à $n > k$. La décroissance de k se poursuit jusqu'à $k = 0$ pour $\varphi = 3\pi/2$. Ensuite, deux cas sont théoriquement possibles :

1° si la quantité $\omega/4\pi A$, longtemps faible mais continuellement croissante, a dépassé la valeur 1, k va désormais rester faible et l'égalité $n = k$ ne pourra plus se reproduire : c'est le cas des métaux alcalins;

2° si la quantité $\omega/4\pi A$ est encore inférieure à la valeur 1, on retrouvera

à nouveau l'égalité $n = k$, cette fois par passage de $n > k$ à $n < k$. Comment obtenir ce second cas avec un métal non alcalin, par exemple avec l'argent ?

L'étude de l'argent massif ([1]) conduit à la conclusion suivante : l'équation (1) est satisfaite jusqu'à $\varphi \simeq \pi$, soit jusqu'à $\lambda \simeq 3\,000$ Å (ce qui permet la réalisation de $n = k$ par passage de $n < k$ à $n > k$, comme chez les métaux alcalins); ensuite, l'équation (1) perd sa signification physique car elle ne donne plus φ comme fonction croissante de la fréquence. Par suite, s'il est possible d'obtenir avec l'argent le phénomène recherché, ce devra être pour des longueurs d'onde supérieures à 3 000 Å. Pour venir à bout de cette difficulté, utilisons une remarque très importante déjà signalée dans une précédente Note ([2]) : en raison du phénomène dit des écarts à la loi d'Ohm, les couches minces métalliques *lacunaires* ont une conductivité variable avec le champ constant appliqué. Lorsque ce champ devient rapidement variable, ces couches ont donc davantage tendance à être soumises à l'effet d'inertie des électrons de conduction que le métal massif correspondant. Autrement dit, la fréquence N_0 à partir de laquelle l'angle φ cesse d'être nul est plus faible pour une couche lacunaire que pour le métal massif correspondant. En définitive, nous pouvons espérer qu'avec des couches minces d'argent suffisamment lacunaires, l'angle φ pourra varier sur tout l'intervalle qui est nécessaire pour obtenir le phénomène recherché (égalité $n = k$ par passage de $n > k$ à $n < k$) et ceci avant que la longueur d'onde ne tombe à 3 000 Å.

En effet, l'étude des couches très minces (donc fortement lacunaires) d'argent dans l'infrarouge encore nettement éloigné du visible consolide sérieusement cet espoir. Avec une couche d'épaisseur 60 Å ([5]), l'angle φ est déjà supérieur à $\pi/2$ pour $\lambda \simeq 100\,\mu$ (alors que cette situation exige la jonction du visible et de l'ultraviolet dans le cas de l'argent massif).

Examinons maintenant les valeurs ([6]) de n et de k pour une série de lames d'argent et pour $0{,}4\,\mu < \lambda < 0{,}6\,\mu$. Tant qu'il s'agit de lames peu lacunaires, ces valeurs correspondent à $\varphi > \pi/2$ et annoncent une prochaine réalisation de l'égalité $n = k$ par passage de $n < k$ à $n > k$ (pratiquement la même situation qu'avec l'argent massif); en revanche, avec des lames nettement lacunaires, φ est tout naturellement parvenu beaucoup plus loin; il a dépassé la valeur 2π, ce qui assure la réalisation de l'égalité $n = k$ par passage de $n > k$ à $n < k$. Par exemple, avec une lame de 63 Å, le phénomène recherché a lieu pour $\lambda \simeq 0{,}44\,\mu$; avec une lame de 79 Å pour $\lambda \simeq 0{,}48\,\mu$. Ce parallèle entre les propriétés optiques des métaux alcalins et celles des lames minces nettement lacunaires d'argent fait ressortir les résultats qu'on peut attendre de l'emploi systématique de la méthode générale exposée dans cette série de Notes : détermination des types de variations de n et de k en fonction de la fréquence, prévision de résultats expérimentaux manquants, raccordement de résultats expé-

rimentaux incomplets, examen critique de ce qu'on pense connaître de la structure d'une lame mince métallique, etc.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) M. GOURCEAUX, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1338; M. GOURCEAUX, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2020.

(2) M. GOURCEAUX, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2461.

(3) Mme S. ROBIN et S. ROBIN, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 918.

(4) A. H. WILSON, *The Theory of Metals*, 1re éd., chap. 4.

(5) L. HARRIS et A. L. LOEB, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 179.

(6) R. PHILIP et J. TROMPETTE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 627.

(*Laboratoire des lames minces.*
Faculté des Sciences de Caen.)

ÉLECTRONIQUE. — *Modifications de la directivité due à l'écrêtage des signaux.* Note (*) de M. **Bernard Picinbono**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'auteur étudie les modifications apportées par l'écrêtage à la directivité d'un récepteur utilisant la technique de la corrélation. Les formules générales sont établies et un calcul effectué dans un cas particulier.

1. Introduction. — L'écrêtage des signaux est fréquemment utilisé dans les récepteurs employant la technique de la corrélation [1]. Le schéma d'un corrélateur à écrêtage est représenté sur la figure 1. Nous supposons que les écrêteurs placés sur les deux voies sont parfaits, c'est-à-dire qu'ils

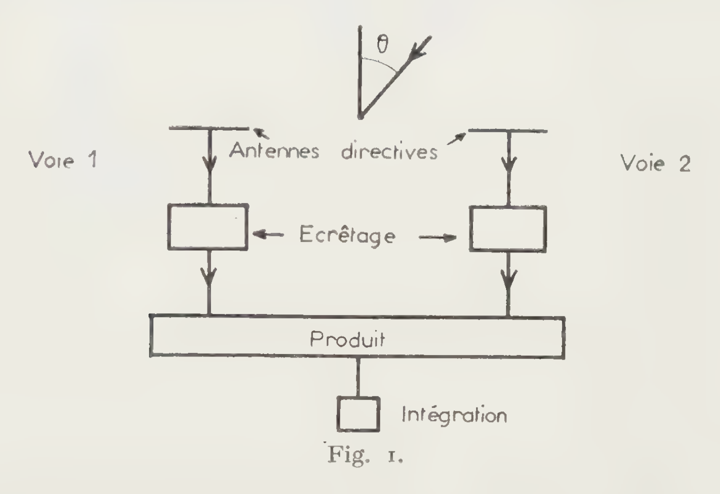


Fig. 1.

transforment un signal de valeur moyenne nulle en un autre égal à + 1 ou — 1 selon que le signal à écrêter est positif ou négatif.

L'écrêtage apporte une très grande simplification à l'élaboration du produit au prix d'une perte extrêmement faible du pouvoir de détection du corrélateur. On peut en effet montrer [2] que lorsque le signal à détecter (onde plane dont l'amplitude est représentée par une fonction aléatoire gaussienne et provenant de la direction θ) est faible par rapport au bruit de fond reçu sur les deux voies, l'écrêtage n'apporte qu'une perte de 0,4 dB en rapport signal sur bruit.

Mais il est clair, la notion d'amplitude étant supprimée par l'écrêtage, que la directivité du système sera modifiée. Je me propose de calculer cette directivité et de la comparer avec celle qu'on obtiendrait en l'absence d'écrêtage.

2. Calcul de la directivité du corrélateur avec et sans écrêtage. — 1° *Formules générales.* — Soient S_1 et S_2, B_1 et B_2 les signaux et les bruits à l'entrée des deux écrêteurs. Je suppose que ces quatre fonctions sont des fonctions aléatoires stationnaires gaussiennes centrées, B_1 et B_2 étant indépendantes entre elles, de même puissance σ_B^2 et indépendantes de S_1 et S_2. Ces deux dernières provenant de la même onde plane peuvent

s'écrire [3] :

$$(2.1)\qquad S_1 = \int D_1(\theta, \nu)\, ds(\nu)\, e^{2\pi i \nu t}, \qquad S_2 = \int D_2(\theta, \nu)\, ds(\nu)\, e^{2\pi i \nu t},$$

où D_1 et D_2 sont les directivités complexes des deux antennes.

En posant $X_1 = S_1 + B_1$ et $X_2 = S_2 + B_2$ *on montre que les sorties moyennes du corrélateur avec et sans écrêtage, sont respectivement :* $F(\theta) = (2/\pi)\,\text{Arc}\sin\rho$

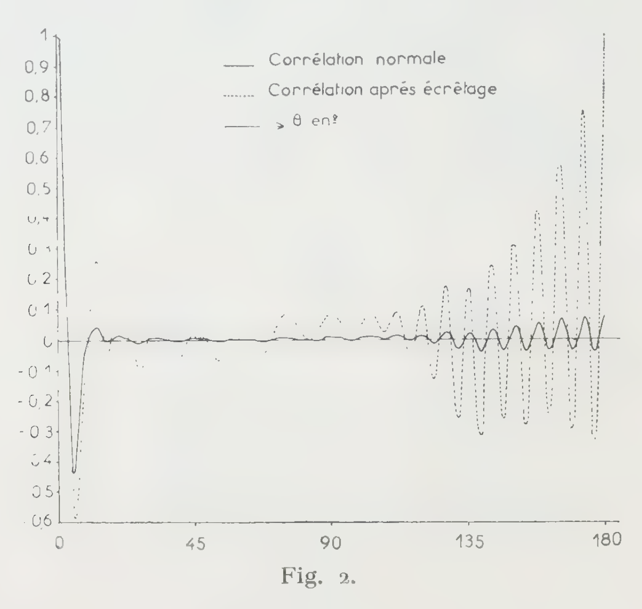


Fig. 2.

et $G(\theta) = E[X_1 X_2]$, *où* ρ *est la fonction d'intercorrélation normée de* X_1 *et* X_2 $(\rho = E[X_1 X_2]/\{E[X_1^2]\,E[X_2^2]\}^{1/2})$. $F(\theta)$ et $G(\theta)$ représentent les directivités du corrélateur avec et sans écrêtage. On a naturellement :

$$(2.2)\qquad G(\theta) = E[X_1 X_2] = E[S_1 S_2] = \sigma_s^2 \int D_1(\theta, \nu)\, D_2^*(\theta, \nu)\, \bar{A}(\nu)\, d\nu,$$

où σ_s^2 et $A(\nu)$ sont définis par :

$$(2.3)\qquad E[ds(\nu)\, ds^*(\nu)] = \sigma_s^2\, \bar{A}(\nu)\, d\nu, \qquad \int \bar{A}(\nu)\, d\nu = 1.$$

En appelant $[S/B]_e$ le rapport σ_s^2/σ_B^2 on trouve :

$$(2.4)\qquad \rho = \frac{\left[\frac{S}{B}\right]_e \int D_1(\theta, \nu)\, D_2^*(\theta, \nu)\, \bar{A}(\nu)\, d\nu}{\left[1 + \left[\frac{S}{B}\right]_e \int \left[|D_1^2| + |D_2^2|\right] A(\nu)\, d\nu + \left[\frac{S}{B}\right]_e^2 \int |D_1^2|\, A(\nu)\, d\nu \int |D_2^2|\, \bar{A}(\nu)\, d\nu\right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Expression qui permet de calculer $F(\theta)$.

2° *Discussion.* — On constate que la directivité du corrélateur avec écrêtage dépend de $[S/B]_e$. Quand le signal est seul présent ($[S/B]_e \to \infty$), les directivités avec et sans écrêtage sont très différentes. Par contre, quand le signal est très faible par rapport au bruit ($[S/B]_e \ll 1$), les deux directivités se déduisent l'une de l'autre par l'intermédiaire de la fonction $(2/\pi)$ Arc sin. Dans le cas où les deux antennes sont identiques, c'est-

à-dire où $D_1(\theta, \nu) = |D(\theta, \nu)| e^{i\varphi_1(\theta, \nu)}$ et $D_2(\theta, \nu) = |D(\theta, \nu)| e^{i\varphi_2(\theta, \nu)}$ l'expression (2.4) devient pour $[S/B]_e \to \infty$:

$$(2.5) \qquad \rho = \frac{\int |D(\theta, \nu)|^2 \cos[\varphi_2(\theta, \nu) - \varphi_1(\theta, \nu)] \bar{A}(\nu)\, d\nu}{\int |D(\theta, \nu)|^2 \bar{A}(\nu)\, d\nu}.$$

Si, de plus, le signal est à bande très étroite, $|D(\theta, \nu)|^2$ disparaît de cette expression, ce qui montre bien l'altération de la directivité par l'écrêtage.

3. EXEMPLES DE CALCUL. — Dans le cas général le calcul numérique est très compliqué. Il se simplifie si l'on suppose que les deux antennes sont

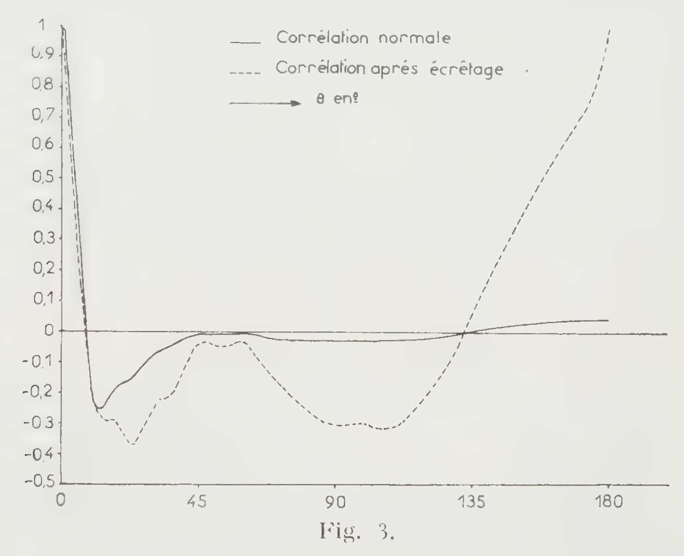


Fig. 3.

constituées par une série d'antennes élémentaires omnidirectionnelles montées de telle façon que la directivité de chaque antenne ne soit pas altérée par la présence des autres. J'ai effectué le calcul dans le cas de 24 antennes élémentaires réparties régulièrement sur un demi-cercle, les deux antennes liées aux deux entrées du corrélateur provenant de la division du demi-cercle en deux quarts de cercle identiques. On suppose qu'il n'y a pas de bruit de fond ($[S/B]_e \to \infty$) et que le spectre du signal est uniforme et limité à une bande $2\Delta f$.

En appelant f la fréquence centrale de cette bande (correspondant à une longueur d'onde λ) et R le rayon du cercle, les deux paramètres du problème sont $\Delta f/f$ et R/λ. Les courbes représentées sur les figures 2 et 3 correspondent aux cas $\Delta f/f = 1/3$ (bande de 1 octave); $R/\lambda = 4$ et $\Delta f/f = 0{,}6$; $R/\lambda = 1{,}5$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) FARAN et HILLS, *Technical Memorandum* n° 27, Acoustic Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, septembre 1952.

(2) FARAN et HILLS, *loc. cit.*, p. 58.

(3) BLANC-LAPIERRE et FORTET, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, 1953.

(*Laboratoire de Détection sous-marine du Brusc, Var.*)

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Fréquences d'absorption des ions négatifs moléculaires d'hydrogène, comprises entre 2,5 et 44 MHz.* Note (*) de MM. **Théodore V. Ionescu** et **Octave C. Gheorghiu**, présentée par M. Jean Lecomte.

Le travail a été effectué avec le dispositif expérimental utilisé pour l'enregistrement des fréquences d'absorption des ions négatifs moléculaires d'oxygène ([1]), ([2]).

En principe, la méthode comprend : un tube de verre ayant une longueur de 1 m et un diamètre de 25 cm, pourvu à chaque bout d'un disque d'aluminium, jouant le rôle d'anode et de cathode, et auxquels on applique des tensions comprises entre 0 et 5 000 V. Le milieu du tube se trouve à l'intérieur d'une bobine formée de 1-12 spires et qui constitue l'inductance d'un oscillateur. On introduit, dans le tube, de l'hydrogène pur, ou bien un mélange d'hydrogène et de néon. On enregistre le courant de grille de l'oscillateur.

Dans les figures 1 à 4, on représente en ordonnées les valeurs du courant, et, en abscisses, les fréquences marquées sur la courbe supérieure, en l'absence du courant de décharge traversant le tube.

On trouve, en outre, marquées sur chaque figure, les pressions de travail du gaz, ainsi que, sur les lignes verticales, les fréquences calculées des ions négatifs.

Sur chaque paire de courbes, tracées en variant la fréquence de l'oscillateur, d'abord dans un sens et ensuite dans le sens contraire, sont indiquées la tension appliquée au tube pendant l'enregistrement et l'intensité du courant dans le tube.

On a d'abord employé de l'hydrogène qui contenait de la vapeur de mercure, provenant de la jauge de Mc Leod, avec lequel nous avons obtenu les courbes des figures 1 et 2; ensuite de l'hydrogène, dont la vapeur de mercure a été éliminée au moyen d'un piège à azote liquide et, enfin, un mélange d'hydrogène et de néon, dépourvu de vapeur de mercure, qui a permis d'arriver aux courbes des figures 3 et 4.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Entre 2,5 et 8 MHz, ce sont les composantes de la série de doublets calculés ([3]) qui ont été mises en évidence.

Entre 10 et 44 MHz, nous trouvons toutes les fréquences calculées, mais sans pouvoir séparer les composantes, ce qui s'explique facilement, puisque l'amortissement naturel des courbes d'absorption est assez grand.

Dans l'hydrogène pur, dépourvu de vapeur de mercure, les absorptions caractéristiques ne peuvent être observées à des pressions inférieures à 10^{-2} mm Hg. La vapeur de mercure facilite le passage du courant à travers le tube, même à des pressions inférieures à 10^{-3} mm Hg.

Les fréquences comprises entre 2,5 et 16 MHz peuvent être obtenues, dans l'hydrogène, à des pressions comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} mm Hg.

Les fréquences comprises entre 16 et 44 MHz s'obtiennent facilement

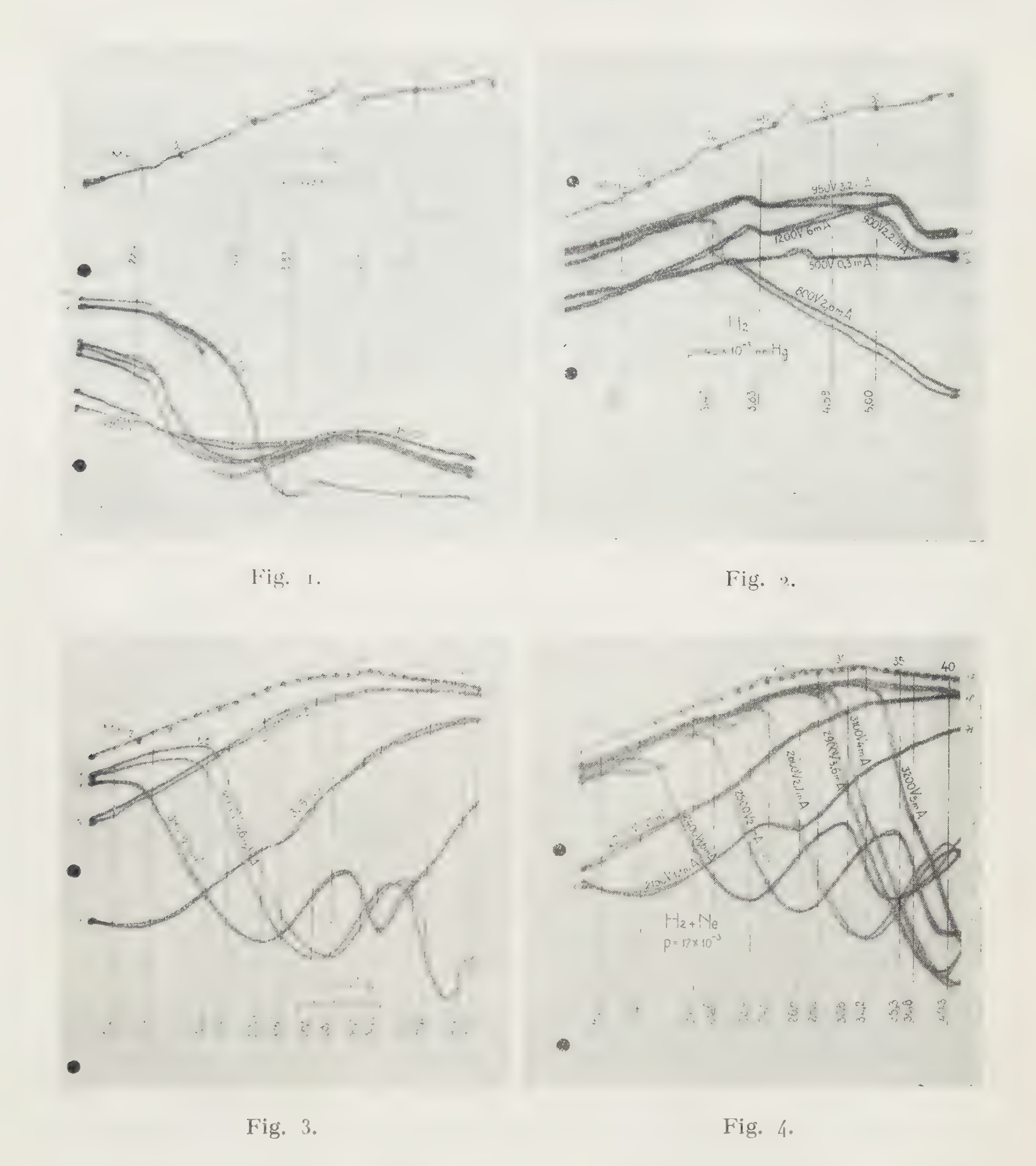


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 3. Fig. 4.

dans un mélange d'hydrogène et de néon, même si l'hydrogène ne s'y trouve qu'à l'état de traces.

Il est possible que les ions négatifs moléculaires d'hydrogène soient d'autant plus stables que le nombre quantique de rotation K, des molécules ayant capturé un électron, est plus grand.

On pourrait croire que, dans ces conditions, un champ électrique d'une

valeur déterminée pourrait détruire tous les ions négatifs, pour lesquels K est compris entre zéro et une valeur fixée.

Dans l'hydrogène ayant une grande teneur en vapeur de mercure ou en néon, le champ électrique, à l'intérieur du tube, prend des valeurs convenant à la formation des ions négatifs pour lesquels K se trouve choisi.

C'est ainsi, par exemple, que, sur les courbes désignées par $H_2 + Ne$; $p = 17.10^{-3}$ mm Hg, une tension de 2 150 V, appliquée au tube, est suffisante pour engendrer des ions, dont les fréquences d'absorption sont supérieures à 16 MHz ($K > 17$), tandis que la tension de 3 100 V ne favorise que les ions dont ces fréquences sont supérieures à 40 MHz ($K > 23$).

On remarque, en outre, sur les courbes notées par $H_2 + Ne$, que, pour une même tension, apparaissent très souvent les fréquences d'absorption correspondant au groupe d'ions K et K + 3, et moins souvent le groupe K et K + 2. Ces régularités ont été observées sur un grand nombre d'enregistrements.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Th. V. Ionescu et O. C. Gheorghiu, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 898; 246, 1958, p. 2250 et 3598.

(2) Th. V. Ionescu et O. C. Gheorghiu, *Revue de Physique*, Académie de la République Populaire Roumaine, 4, n° 2, 1959, p. 113.

(3) Th. V. Ionescu, *Revue de Physique*, Académie de la République Populaire Roumaine, 1, n° 1, 1956, p. 19.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Résonance magnétique nucléaire de dérivés de la pyridine.* Note de Mme **Marie Freymann**, MM. **René Freymann** et **David Libermann**, présentée par M. Jean Lecomte.

Nous avons développé des recherches antérieures (1), (2), (3) sur la résonance magnétique nucléaire de dérivés de la pyridine. Nous précisons les effets δ et J des raies α, γ, β des protons et observons un déplacement des raies, lié à la différence des effets inductif et mésomère de NH_2, CH_3 ou CN.

Des travaux antérieurs (1), (2), (3) sur les dérivés pyridiniques ont été étendus à divers composés, à l'état liquide ou en solution dans l'éthanol : 2-aminotriazine; 2.3 et 4-méthylpyridines, 2.3 et 4-cyanpyridines, 2-aminopyridine, quinoléine, α, α'-dipyridyle, nicotine (Trub-Tauber, 25 MHz; bandes latérales; repère interne cyclohexane).

Déplacement chimique δ. — Le tableau I précise les déplacements, à 25 MHz, $\nu_\gamma - \nu_\beta$, $\nu_\alpha - \nu_\gamma$, $\nu_\alpha - \nu_\beta$ ainsi que la position de ν_α par rapport au repère cyclohexane; les quatre premières lignes correspondent aux données de Schneider et coll. (1), (2).

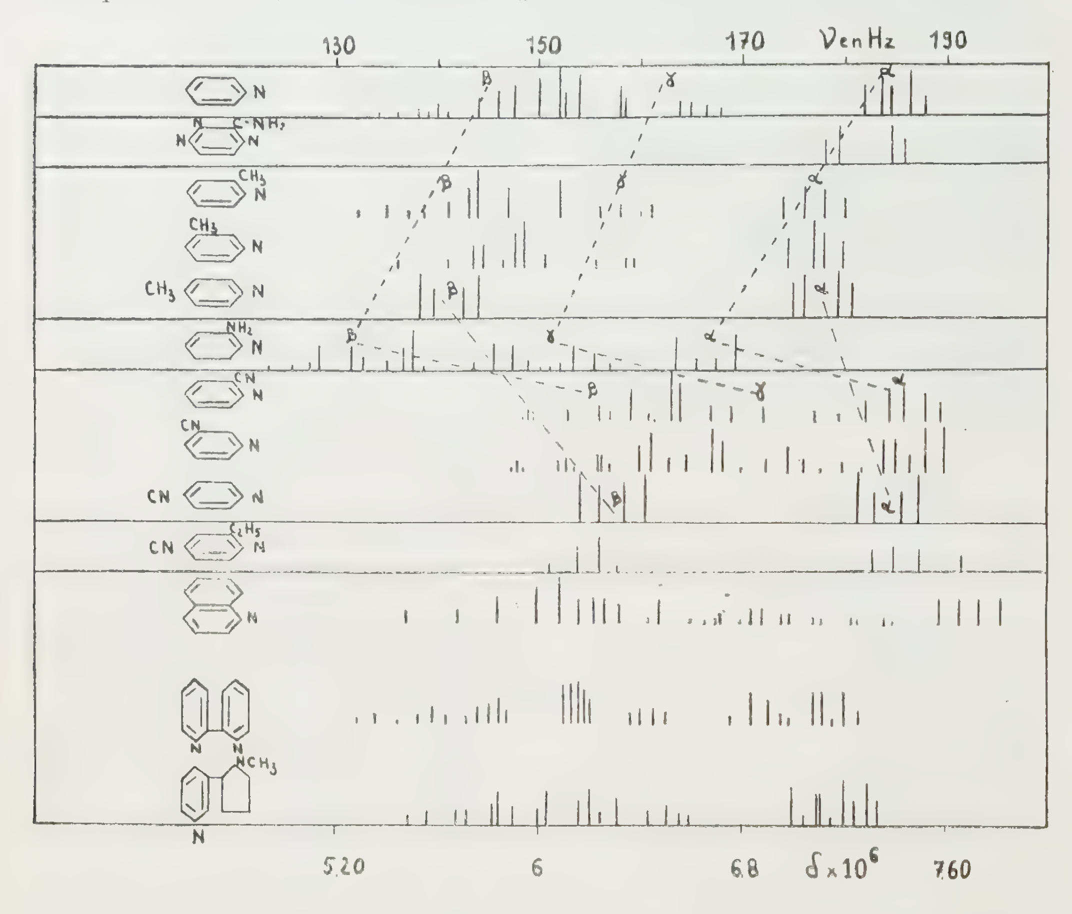
	$\nu_\gamma - \nu_\beta$.	$\nu_\alpha - \nu_\gamma$.	$\nu_\alpha - \nu_\beta$.	ν_α.
Py	9,4	28,5	37,9	185
2.6-d. Py	9,3			
3-d. Py	9,7	27,8	37,5	
4-d. Py	–	–	38	
2-aminotriazine	–	–	7,2	177
2-MePy	16	23,2	39,2	177,2
4-MePy	–	–	36,9	177,9
2-CNPy	18	12,5	30,5	187
3-CNPy	15	17,5	32,5	187
4-CNPy	–	–	27,2	184,4
2-NH_2Py	20,1	16,3	36,4	166,5
Quinoléine	11,5 ?	37,5 ?	49 ?	192,5
α, α'-dipyridyle	18	18	36	175,5
Nicotine	15,5	19,5	35	179

1. La comparaison des composés 4-substitués aux composés 2 et 3 substitués confirme (1), (2) que les raies des protons présentent des déplacements croissants, vers les champs faibles, dans l'ordre β, γ, α : l'influence de l'atmosphère électronique de l'azote est bien maximale en α et minimale en β.

2. Comme le montrent les pointillés sur la figure 1, pour les 2-substitués, *les groupements* CH_3 *et* NH_2 *produisent un déplacement vers les champs élevés, le groupement* CN *un déplacement vers les champs faibles.* Ce déplacement est *lié aux effets inductif et mésomère de ces groupements substitués*; il doit être rapproché des observations analogues faites sur les composés benzéniques soit par R. M. N. [(2), p. 260; (4)], soit par absorption infrarouge (5).

Cet effet permet de comprendre que, pour la 4-cyanpyridine, la composante β semble occuper, apparemment, la place de la composante γ des méthylpyridines (*fig.* 1).

Couplage spin-spin J. — En première approximation, les spectres des divers dérivés pyridiniques montrent des effets J analogues à ceux de la pyridine; toutefois, la différence entre les déplacements chimiques permet, dans plusieurs cas, de mieux distinguer les effets J des raies β et γ.



1° L'effet J le plus simple est celui, du type AB de la 2-aminotriazine : $J = 1,9$ ($\nu_\alpha - \nu_\beta = 7,2$).

2° Le type B_2X_2 a été calculé, avec les mêmes approximations que précédemment ([1]), ([2]) en admettant $J_{36} = 0,9$. Nous trouvons pour la 4-cyanpyridine $J_{23} + J_{36} = 5,9$, $J_{35} = J_{26} = 0,9$; pour la 4-méthylpyridine respectivement 5,8 et 0,5.

3° Comme le montre la figure 1, les dérivés YABX (substitués en 2 par NH_2, CH_3 ou CN) présentent, en première approximation, un groupe de 8 composantes J pour β et 8 pour γ (chaque groupe étant large d'environ 12 à 15 Hz) et 4 composantes J pour α (6 Hz environ). Pour la 2-aminopyridine, la comparaison (grossière) avec le modèle ABX conduit à $J_{45} = 8,1$, $J_{46} + J_{56} = 6,2$ ($J_{46} \sim 1,3$, $J_{56} \sim 5,1$).

4° Les spectres de l'α, α'-dipyridyle et de la nicotine, analogues par ailleurs à celui de la pyridine, présentent toutefois une décomposition de *la raie α en 8 à 10 composantes* J. Nous reviendrons ultérieurement sur cette observation.

(1) H. J. Bernstein, J. A. Pople et W. G. Schneider, *Canad. J. Chem.*, 35, n° 65, 1957, p. 1060 et 1487.

(2) Pople, Schneider et Bernstein, *High Resolution N. M. R.*, Mc Graw Hill, 1959.

(3) Mme M. Freymann et R. Freymann, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 677; *Arch. Sc. Genève*, 12, 1959, p. 207, fasc. spécial, Colloque AMPÈRE.

(4) Mme M. Koechlin et A. Le Roy, *J. Chim. Phys.*, 56, 1959, p. 850.

(5) R. Freymann, *Ann. Phys.*, 20, 1933, p. 298; Mme M. Freymann, *Ann. Chim.*, 11, 1939, p. 35.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet de concentration dans les solutions de quelques halogénures soumis à l'oxydation provoquée par les ultrasons.* Note (*) de M. **Henri Gueguen**, présentée par M. Paul Pascal.

Hypothèses de travail. — L'étude de l'influence de certains gaz dissous (O_2, N_2, A) dans l'eau et les solutions aqueuses de quelques halogénures (IK, BrK, ClK) exposées aux ultrasons à une température voisine de 18° C, permet d'illustrer les hypothèses de Frenkel [1], de Haissinski-Prud'homme [2] et de formuler quelques hypothèses de travail, relatives aux effets chimiques observés et qui seront développées dans un prochain travail [7].

1° Le champ électrique de la cavité provenant de la fissuration brutale de la solution par l'onde ultrasonore d'une certaine intensité, conduit à des transformations d'état, non seulement de la molécule d'eau mais aussi de la molécule du gaz présent dans le mélange vapeur d'eau-gaz de la bulle.

2° En phase gazeuse, les vibrations des molécules, leur niveau d'activation et les recombinaisons (captures d'électrons et d'ions négatifs par les ions positifs) se traduisent par la luminescence de Frentzel et Schultes [3] et porte sur des électrons de vitesses très variées, comme en témoigne le spectre continu de Paounoff [4].

3° L'intensité du champ électrique de la fissure varie constamment dans le même sens que la densité locale des ions, le temps de relaxation de l'atmosphère ionique allant en diminuant d'ailleurs. Elle présente trois valeurs moyennes correspondant respectivement aux trois zones de concentrations :

$$0 < C < \frac{M}{20}, \qquad \frac{M}{20} < C < \frac{M}{2}, \qquad \frac{M}{2} < C < 4M.$$

En particulier, dans la zone de concentration $M/2 < C < 4M$ on devra envisager les transformations d'état

$$H_2O + e \rightarrow H + OH^{-*} + 2e \qquad (18,7\ eV),$$
$$H_2O + e \rightarrow H^{*} + H + O^{-} \qquad (23,7\ eV)$$

et éventuellement

$$O_2 + e \rightarrow O^{-} + O \qquad (18,7\ eV).$$

4° Les phénomènes d'oxydoréduction dont la solution est le siège sont liés à la présence des radicaux H et OH provenant des réactions en phase

gazeuse et, principalement, de la neutralisation en phase liquide, des ions tels que [5]

$$
\begin{aligned}
H_2O^+ + H_2O &\rightarrow H_3O^+ + OH,\\
OH^+ + H_2O &\rightarrow H^+ + 2\,OH,\\
O^+ + H_2O &\rightarrow H^+ + HO_2,\\
O^- + H_2O &\rightarrow OH^- + OH.
\end{aligned}
$$

La formation des radicaux OH en phase liquide est alors postérieure à celle des radicaux H en phase gazeuse. Les atomes d'hydrogène diffusant plus rapidement que les radicaux OH, il en résulterait en phase condensée une faible probabilité de recombinaison $OH + H \rightarrow H_2O$.

5° En présence de O_2, le rôle de HO_2 n'est pas essentiel et celui de OH n'est pas fondamental.

C'est à partir de ces hypothèses de travail que vont être recherchés quelques-uns des processus de compétition qui ont lieu dans les solutions diluées et dans les solutions concentrées.

On observe dans les solutions d'iodure ou de bromure de potassium exposées au rayonnement ultrasonore, respectivement en présence d'oxygène et d'argon [6], [7] un minimum dans le rendement en eau oxygénée aux concentrations voisines de M/100. Si l'on admet que l'intensité du champ électrique de la cavité, dans la zone de concentration $0 \leq C < M/20$, est pratiquement constante, on est enclin à penser que la baisse du rendement en eau oxygénée est due principalement aux compétitions entre les réactions

(1) $OH + OH \rightarrow H_2O_2,$

(2) $M^- + OH \rightarrow M + OH^-,$

la réaction (2) gagnant en importance avec la densité croissante des ions M^-, densité cependant encore trop faible pour affecter sensiblement l'intensité du champ électrique.

Les résultats obtenus sur les solutions de chlorure de potassium [7], sous oxygène ou sous argon, sont également en faveur de cette hypothèse. Dans ce dernier cas, en effet, les ions Cl^-, moins bons capteurs de radicaux, n'affectent guère la production d'eau oxygénée dont le rendement reste pratiquement constant dans cette zone de concentration.

Dans les solutions d'iodure ou de bromure de potassium correspondant à la zone de concentration $M/2 < C < 4M$, le rendement des produits d'oxydation diminue en présence d'argon, il croît constamment en présence d'oxygène. Une telle divergence dans les résultats observés suggère que l'intensité du champ électrique de la cavité devient suffisante pour conduire aux transformations d'état telles que

$$
\begin{aligned}
H_2O + e &\rightarrow H + OH^+ + 2e,\\
H_2O + e &\rightarrow H^* + H + O^-,\\
O_2 + e &\rightarrow O + O^-.
\end{aligned}
$$

Dans cette éventualité les phénomènes de réduction seraient importants en présence d'argon et ceux d'oxydation prédominants en présence d'oxygène. Ce point de vue rend également plus compréhensible l'effet de pH observé dans les solutions concentrées.

(1) J. Frenkel, *Acta phys. Chim. U. R. S. S.*, 12, 1940, p. 317.
(2) M. Haissinski et O. Prud'homme, *J. Chim. Phys.*, 1950, p. 925.
(3) Frentzel et Schultes, *Z. physik Chem.*, 27, 1934, p. 421.
(4) Paounoff, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 33.
(5) Laidler, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1739.
(6) Frensdorff et Clark, *J. Chem. Phys.*, 12, 1950, p. 317.
(7) H. Gueguen, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 302; H. Gueguen, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 1154; H. Gueguen, *Thèse* (en préparation).

(*Laboratoire de Chimie C de la Sorbonne.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mise en évidence d'une structure polygonisée du cuivre par formation de germes de sulfure.* Note (*) de MM. **Jacques Oudar** et **Jacques Bénard**, présentée par M. Georges Chaudron.

Différentes publications ont attiré l'attention depuis quelques années, sur l'existence du phénomène de germination dans l'oxydation ménagée du cuivre sous basse pression ([1]), ([2]), ([3]); ces observations ont été étendues récemment à la réaction de sulfuration ménagée du cuivre ([4]).

Grønlund ([1]), puis Bénard, Grønlund, Oudar et Duret ([3]) ont proposé d'attribuer cette germination à une coalescence par diffusion superficielle à la surface d'un film mince d'oxyde primaire, sans que la localisation des germes soit nécessairement liée à celle des défauts du réseau métallique. Young a cependant montré ([5]) qu'une relation topographique entre les dislocations et les germes d'oxyde pouvait apparaître après addition au métal d'impuretés de haute affinité. Les expériences qui sont décrites ci-dessous, ont été entreprises dans le but de rechercher, si dans certaines conditions, une relation entre les germes de sulfure et les défauts peut encore être mise en évidence dans le cas d'un métal de haute pureté.

Nous avons utilisé dans ce but du cuivre de titre conventionnel 99,999 % (Am. Smelt. Ref. Co). Les échantillons se présentaient sous forme de sphères monocristallines, obtenues par fusion sous vide et refroidissement lent dans un moule en graphite de pureté nucléaire. Ces sphères subissaient un polissage sur papier abrasif afin de provoquer la formation d'une couche superficielle écrouie; une partie de cette couche était ensuite éliminée par un polissage électrolytique. Après un traitement de 2 h sous hydrogène à 850° C, la surface ainsi préparée était soumise à la sulfuration, à la même température, dans un mélange hydrogène-hydrogène sulfuré, dans des conditions de pression et de durée qui permettent l'apparition du phénomène de germination ([4]). On constate que les germes de sulfure formés au cours de cette réaction se disposent suivant un réseau en relation avec la symétrie cubique du cristal.

On a reproduit à titre d'exemple sur la figure trois microphotographies (G × 350), qui correspondent aux trois orientations suivantes :

1 A : orientation à 5° de (111);

1 B : orientation intermédiaire entre (111) et (110);

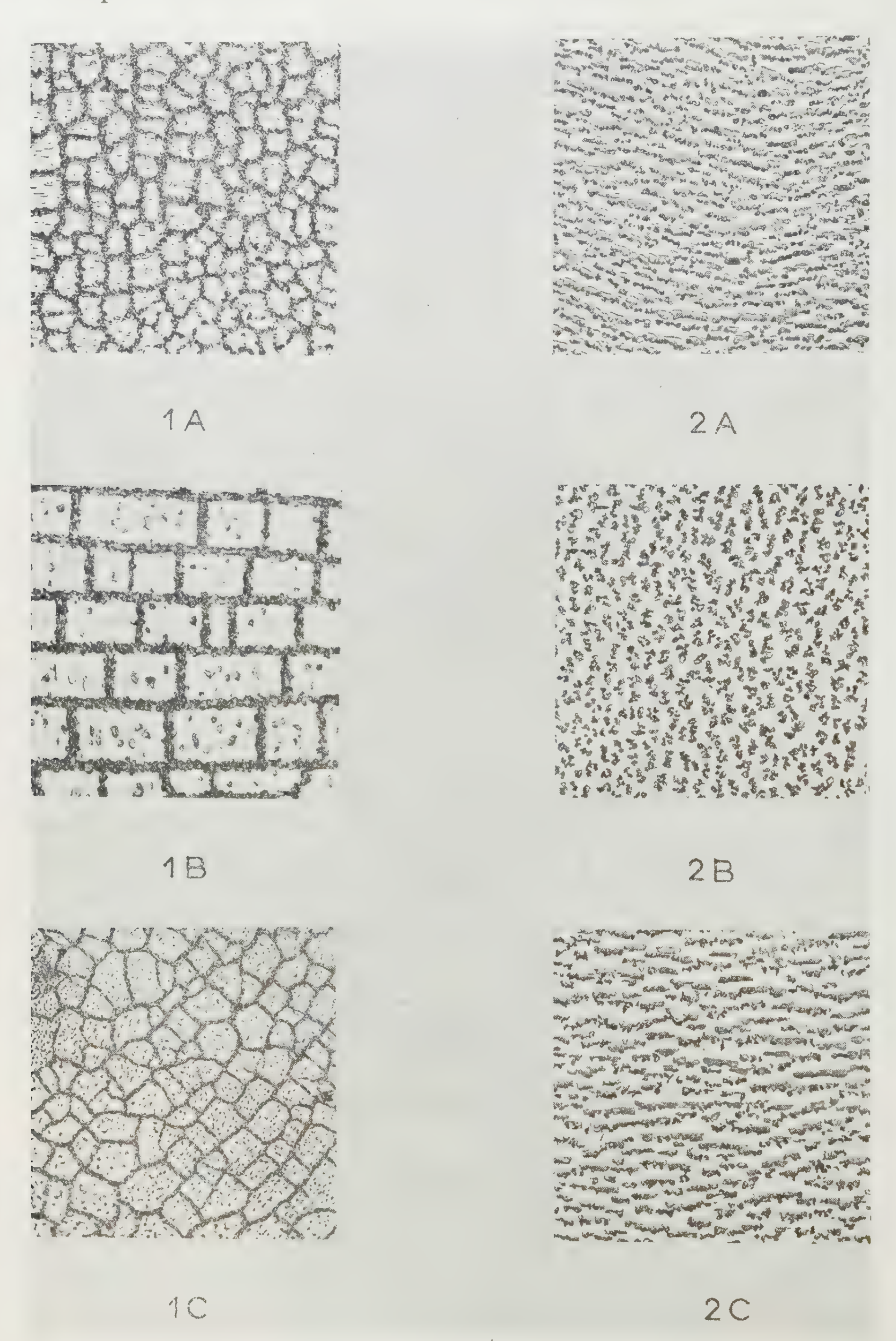
1 C : orientation à 10° de (100).

Les aspects précédents offrent toutes les caractéristiques d'un réseau de polygonisation résultant d'un rassemblement de dislocations. Ils s'observent exclusivement à une certaine profondeur, qui correspond à un état d'écrouissage modéré dont les particularités ont été décrites antérieurement ([6]). La preuve est donc établie par ces expériences que la réaction de sulfuration peut, lorsqu'elle est réalisée dans certaines condi-

tions, s'amorcer de façon préférentielle sur les défauts du métal, conformément aux prévisions de Cabrera [7].

Quel rôle attribuer dans les expériences précédentes aux impuretés résiduelles ?

Le fait qu'une très faible teneur du métal en impuretés suffit à bloquer



la plupart des dislocations, conduit à admettre que les deux types de défauts : chimiques et structuraux, sont associés, ce qui ne permet pas pour l'instant de distinguer les contributions respectives de chacun d'eux à l'amorçage de la réaction.

Si, d'autre part, on opère la sulfuration dans des conditions identiques mais sur des sphères n'ayant pas subi de traitement abrasif préalable, ou sur lesquelles la zone superficielle écrouie a été totalement éliminée par dissolution chimique puis polissage électrolytique, le phénomène de germination subsiste, mais présente un aspect très différent visible sur les microphotographies 2 A, 2 B et 2 C (G × 350) qui correspondent respectivement aux mêmes orientations que les microphotographies 1 A, 1 B et 1 C.

C'est ce type de germination qui a déjà été décrit par Oudar et Bénard [4] dans la réaction de sulfuration du cuivre et par Bénard, Grønlund, Oudar et Duret [3] dans la réaction d'oxydation du métal. Rappelons que dans celui-ci le nombre des germes est fonction des conditions d'ambiance : température et pression, de sorte que leur localisation n'apparaît pas nécessairement liée à celle des défauts du métal.

Signalons enfin qu'un accroissement de la durée de réaction permet d'observer sur des échantillons polygonisés la coexistence des deux types de germination, chacun d'entre eux conservant ses caractères spécifiques.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) F. Grønlund, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, 1956, p. 660.

(2) E. Menzel et W. Stossel, *Naturwiss.*, 41, 1954, p. 302.

(3) J. Bénard, F. Grønlund, J. Oudar et M. Duret, *Z. Elektrochem.*, 63, 1959, p. 799.

(4) J. Oudar et J. Bénard, *Acta Met.*, 7, 1959, p. 295.

(5) F. Young, *Acta Met.* (sous presse).

(6) J. Bénard et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 182; J. Bénard, P. Lacombe et G. Chaudron, *Journées des états de surface*, octobre 1945, p. 73.

(7) N. Cabrera, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, 1956, p. 675.

(*E. N. S. C. P., Laboratoire de Chimie minérale, 11, rue Pierre-Curie, Paris, 5e.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de l'adsorption des gaz sur la charge de rupture des fibres de verre.* Note (*) de M. **Gilbert Eischen**, présentée par M. Georges Chaudron.

On montre que la charge de rupture par flexion varie suivant l'atmosphère dans laquelle on effectue les mesures. Cet effet est lié à l'influence de l'adsorption des gaz sur l'énergie superficielle du solide (α). Le rapport $\alpha_{vide}/\alpha_{gaz}$ est évalué sur la base de la théorie de la rupture de Griffith.

Dans une Note antérieure [1], nous avons montré que l'élasticité de torsion de fibres de verre varie suivant l'atmosphère dans laquelle on effectue les mesures, et nous avons expliqué ce phénomène par une variation de l'énergie superficielle du verre.

Or, d'après Griffith [2], l'énergie superficielle du verre est directement liée à sa charge de rupture; il est en effet bien établi que la rupture du verre est un phénomène de surface, associé à l'existence de fissures [3]. Il nous a donc paru intéressant de préciser nos résultats antérieurs, et de mesurer approximativement l'ampleur de l'effet de surface, en étudiant l'influence des gaz adsorbés par forces de Van der Waals sur la charge de rupture de fibres de verre.

A cet effet, nous avons construit un appareil qui permet d'effectuer des essais de rupture par flexion, sous atmosphère contrôlée (*fig.* 1). La fibre de verre F repose librement sur deux couteaux et fléchit sous le contact de la lame L.

Les essais sont effectués sur des échantillons d'une trentaine de fibres, car la rupture du verre nécessite une étude statistique [4]. Ces fibres ont un diamètre de 0,23 ± 0,01 mm, et une longueur de 30 ± 1 mm. La distance des couteaux est de 14 mm.

Les mesures sont faites sous un vide de 5.10^{-6} mm Hg, dans des atmosphères de H_2, Ne, A, purs et dans l'air ambiant non déshydraté. Les fibres sont dégazées à température ordinaire pendant 7 h; la durée de contact avec le gaz est de 5 mn, et la vitesse de mise en charge est de 1 g.s^{-1}.

Les résultats expérimentaux sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Échantillon.	Conditions de l'essai.	Nombre de fibres cassées (n).	Charge moyenne à la rupture ($\overline{S}$) (g).	Écart type (s) (g).	$\frac{s}{\overline{S}}$.
A.......	Fibre non dégazée, cassée dans l'air ambiant	30	155	42	0,27
B.......	Vide	40	322,5	129	0,40
C.......	Hydrogène	30	230	60	0,26
D......	Néon	31	222,5	51	0,23
E.......	Argon	29	199	54	0,27

Les histogrammes obtenus dans les essais A, C, D et E sont approximativement symétriques. La distribution des essais effectués sous vide (B) est asymétrique, la proportion des charges de ruptures élevées par rapport aux charges de ruptures faibles étant ici plus grande.

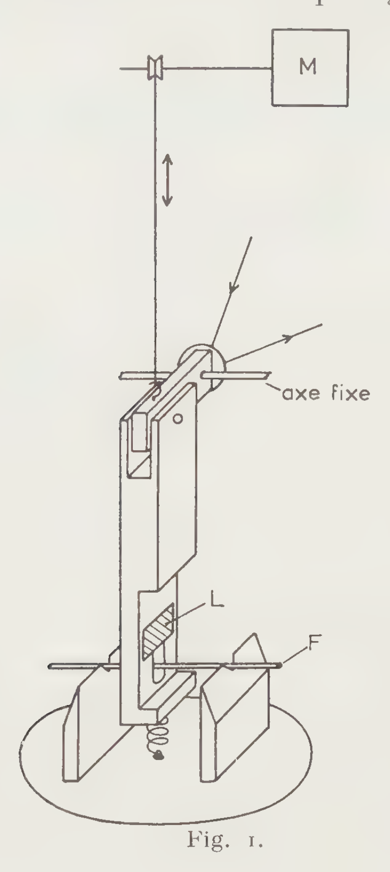


Fig. 1.

La figure 2 représente la valeur moyenne de la charge à la rupture $\overline{S}$, ainsi que le « mode » pour les essais effectués sous vide, en fonction de la température d'ébullition des gaz adsorbés. L'erreur indiquée est l'erreur sur la moyenne.

De l'ensemble de ces résultats, on peut conclure que *la valeur moyenne de la charge à la rupture est une fonction décroissante de la température d'ébullition des gaz en présence, donc du pourcentage de gaz adsorbé.*

On constate une anomalie apparente pour l'air. Ce gaz n'ayant pas été soumis à une déshydratation, l'abaissement de la charge de rupture est dû en majeure partie à l'adsorption de vapeur d'eau. Aussi le point figuratif se place-t-il correctement sur la courbe, si l'on prend comme abscisse la température d'ébullition de l'eau.

D'après la théorie de la rupture de Griffith (*loc. cit.*), la charge de rupture Q d'un solide fragile et isotrope est donnée par

$$Q = \sqrt{\frac{2\alpha E}{c}}, \tag{1}$$

α étant la tension superficielle du solide, E le module de Young, et c la profondeur de la fissure la plus dangereuse qui se trouve dans la région sous tension. D'après nos résultats antérieurs ([1]), la valeur de E varie très peu avec l'adsorption. Par ailleurs, la profondeur moyenne de la fissure la plus dangereuse peut être considérée comme étant constante

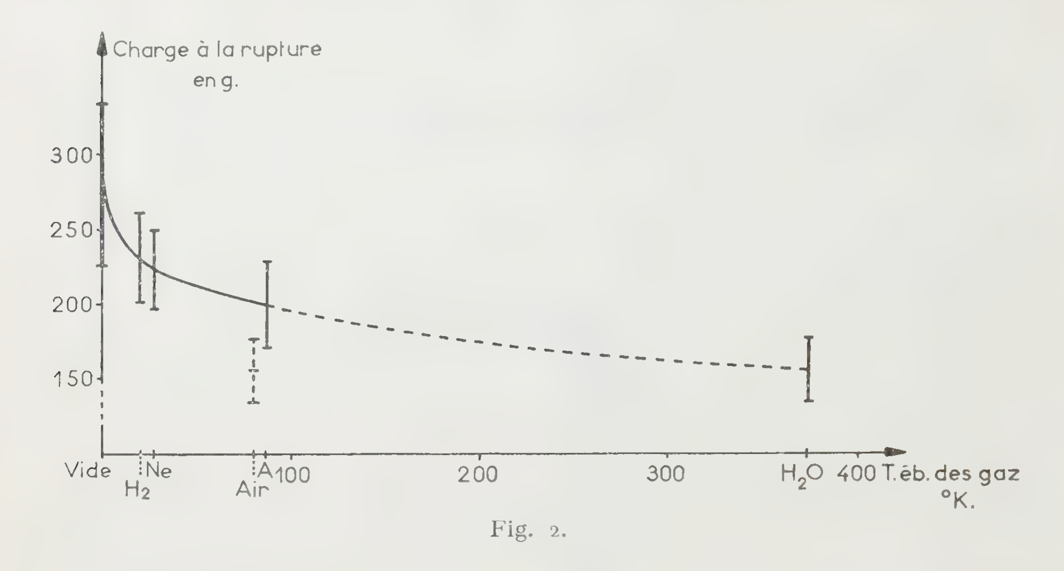


Fig. 2.

d'un échantillon de fibres à l'autre. L'expression (1) peut alors s'écrire

$$Q^2 = k\alpha. \qquad (2)$$

En remplaçant Q par $\bar{S}$ qui lui est équivalent à une constante près, on peut évaluer le rapport $\alpha_{\text{vide}}/\alpha_{\text{gaz}}$. En présence d'atmosphères de H_2, Ne, A, et de vapeur d'eau, ce rapport prend successivement les valeurs de 1,5, 1,55, 2,0 et 3,3.

L'étude de la charge à la rupture de fibres de verre en présence de gaz adsorbés, nous a permis de donner un ordre de grandeur des variations de l'énergie superficielle du verre, par rapport à sa valeur sous vide. Elle confirme nos résultats antérieurs et montre que ces variations sont d'autant plus importantes que les gaz utilisés sont plus adsorbés.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) G. Eischen, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3160.
([2]) A. A. Griffith, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 1921, p. 163-198.
([3]) J. Shand, *Amer. Ceram. Soc.*, 1954, 52, p. 560-566.
([4]) E. H. Condon, *Amer. J. Phys.*, 22, 1954, p. 224.

(*Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg.*
Laboratoire de Chimie générale.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de la structure α de la poly-DL-phénylalanine en solution chloroformique.* Note (*) de Mme Ève Marchal et M. Jean Marchal, transmise par M. Gabriel Foëx.

Les mesures de l'absorption dipolaire dans les solutions chloroformiques de poly-DL-phénylalanine confirment que les macromolécules sont assimilables à des bâtonnets. L'interprétation de ces mesures et de celles de la viscosité intrinsèque montrent que la longueur des bâtonnets croît de 1 Å ± 0,1 par unité monomère.

On sait, par l'étude de la spectrographie infrarouge, que les fonctions amides des polypeptides synthétiques en solution sont réunies dans certains solvants par des liaisons H intramoléculaires. L'existence de ces liaisons caractérise les structures hélicoïdales du type α dont plusieurs modèles sont théoriquement possibles (1). Chaque modèle peut être défini en utilisant le symbole S_R de Bragg et coll. (2) où S représente le nombre de motifs monomères par tour d'hélice et R le nombre d'atomes du squelette de la chaîne polypeptidique qui constitue l'anneau fermé par chaque liaison H.

Doty et coll. (3) ont montré que les macromolécules de poly-L-γ-glutamate de benzyle en solution dans le chloroforme ont une structure du type α et que cette structure leur confère un comportement hydrodynamique de bâtonnet. L'interprétation des mesures de la viscosité intrinsèque $[\eta]$ du polymère en solution a permis de calculer l'allongement p des bâtonnets, et l'étude de la répartition angulaire de la lumière diffusée par ces solutions fournit leur longueur l. Celle-ci augmentant de 1,5 Å par unité monomère, le modèle d'hélice qui représente bien la structure α du poly-L-γ-glutamate de benzyle en solution dans le chloroforme est l'hélice $3{,}6_{13}$ désignée « hélice α » par Pauling et Corey (4).

Ch. Lapp et J. Marchal (5) ont montré que les macromolécules de poly-DL-phénylalanine en solution dans le même solvant ont aussi une structure du type α et un comportement de bâtonnet malgré leur constitution DL. Pour trouver le modèle d'hélice qui représente la structure α de la poly-phénylalanine dans le chloroforme il suffirait donc de déterminer la longueur des bâtonnets en étudiant la répartition angulaire de la lumière diffusée par les solutions. Cependant, la masse moléculaire des échantillons de polymère, inférieure à 140 000, est trop faible pour que cette étude soit réalisée avec une précision suffisante. Nous avons résolu cette difficulté en utilisant les propriétés de l'absorption diélectrique dans les solutions placées dans un champ électrique dont la fréquence favorise la rotation des bâtonnets autour d'un axe transverse.

On sait que la fréquence critique f_c du champ électrique pour laquelle l'absorption diélectrique est maximale dans les solutions, est liée au temps de relaxation τ des molécules du soluté par la relation $2\pi f_c \tau = 1$. Cette relation est valable si les solutions sont suffisamment diluées pour que leur constante diélectrique soit voisine de celle du solvant (6), (7). Le temps de

relaxation τ des molécules est lié à leur coefficient de diffusion de rotation D par la relation $\tau = 1/2D$. Connaissant l'expression de D, calculée par Burgers [8], pour un bâtonnet d'allongement > 10 tournant autour d'un axe transverse :

$$D = \frac{3kT}{\pi\eta_0}\,\frac{\ln 2p - 0{,}8}{l^3}, \qquad (\eta_0,\ \text{viscosité du solvant}) \tag{1}$$

nous voyons que la fréquence critique de rotation des molécules assimilables à des bâtonnets est une fonction de leur allongement et de leur longueur :

$$f_c = \frac{3kT}{\pi^2\eta_0}\,\frac{\ln 2p - 0{,}8}{l^3}. \tag{2}$$

On peut donc obtenir la longueur de ces molécules en portant dans la relation (2) la valeur expérimentale de f_c et la valeur correspondante de p fournie par l'interprétation de la viscosité intrinsèque des bâtonnets selon Simha [9] et Sadron [10] :

$$[\eta] = \frac{V}{M}\Lambda(p) \qquad \text{où} \quad \Lambda(p) = \frac{14}{15} + \frac{p^2}{15(\ln 2p - 1{,}8)} + \frac{p^2}{5(\ln 2p - 0{,}8)} \tag{3}$$

Dans l'expression de $[\eta]$, V est le volume hydrodynamique des molécules en solution et M est leur masse moléculaire.

Résultats expérimentaux. — Les mesures ont été réalisées sur cinq échantillons de poly-DL-phénylalanine (M = 65 000, 73 000, 81 000, 129 000 et 140 000) en solution dans le chloroforme contenant 0,5 % de formamide pour détruire les agrégats.

1. Pour calculer les valeurs de p d'après celles de $[\eta]$ qui avaient été mesurées pour ces échantillons dans le même solvant par Ch. Lapp et J. Marchal [5], nous avons admis que le comportement de bâtonnet des macromolécules permet d'assimiler leur volume hydrodynamique V au volume qu'elles occupent en solution. Dans ces conditions, le rapport V/M qui figure dans l'équation (3) de $[\eta]$ est égal au volume spécifique du polymère en solution dont nous avons déterminé la valeur : $0{,}805 \pm 0{,}015$ par picnométrie. Les valeurs de $[\eta]$ et de p correspondant à chaque échantillon figurent dans le tableau ci-dessous. La valeur du rapport p/D. P. (D. P., degré de polymérisation) étant constante, l'allongement des macromolécules en solution est proportionnel à leur D. P. : ceci confirme leur comportement de bâtonnet.

2. Nous avons signalé dans des publications antérieures que les spectres d'absorption diélectrique dans les solutions de poly-DL-phénylalanine [11] [comme dans celles de poly-DL-glutamate de benzyle [11], [12]], sont interprétables en admettant l'existence de deux fréquences critiques correspondant à deux mécanismes d'absorption distincts, chacun d'eux étant caractérisé par un temps de relaxation. La fréquence critique la plus basse correspond aux rotations des bâtonnets autour d'un axe trans-

verse et la deuxième qui montre l'existence d'une composante du moment électrique des bâtonnets perpendiculaire à leur grand axe, traduit l'existence d'un certain taux d'irrégularité dans la structure des bâtonnets ou bien des déformations. En remplaçant, dans l'expression théorique (2) de la fréquence critique de rotation f_c des bâtonnets autour d'un axe transverse, f_c et p par leurs valeurs, nous avons obtenu la longueur l des macromolécules constituant les cinq fractions de polymère : ces résultats figurent sur le tableau ci-dessous.

3. Pour choisir le modèle de structure α en hélice compatible avec nos résultats, nous avons calculé la contribution de chaque unité monomère à la longueur des bâtonnets : nous trouvons la valeur moyenne 1 Å ± 0,1. Ainsi, parmi les modèles connus (1), l'hélice $5{,}1_{17}$ (hélice γ de Pauling et Corey) et l'hélice $4{,}4_{16}$ (hélice π de Low et Baybutt), pour lesquelles l'augmentation de longueur par motif monomère est égale à 0,98 et 1,15 Å, peuvent être prises en considération. La valeur du diamètre des bâtonnets : 19 ± 1,5 Å, calculée à partir des valeurs de p et de l, paraît bien compatible avec de telles structures.

Résultats expérimentaux.

M.	$[\eta]$ (cm³/g).	$\Lambda(p)=1.24[\eta]$.	p.	$\frac{p}{\text{D.P.}}$.	f_c (kHz).	l (Å).	$\frac{l}{\text{D.P.}}$ (Å).	d (Å).
65 000	44	54,5	23,1	0,052	60 ± 5	475	1,07	20,5
73 000	55	68,2	26,6	0,053	40 ± 5	552	1,11	20,7
81 000	61	75,6	28,3	0,051	47 ± 5	526	0,96	18,6
129 000	130	161,1	45,2	0,052	16 ± 3	788	0,90	17,4
140 000	150	186	49.0	0,052	10 ± 3	968	1,02	19,8

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) J. Donohue, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 39, n° 6, 1953, p. 470-478.
(2) W. L. Bragg, J. C. Kendrew et M. F. Perutz, *Proc. Roy. Soc.*, A 203, 1950, p. 321.
(3) P. Doty, A. M. Holtzer, J. H. Bradbury et E. R. Blout, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 4493; P. Doty, J. H. Bradbury et A. M. Holtzer, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 947.
(4) L. Pauling et R. B. Corey, *Proc. Nat. Acad. Sc. Wash.*, 37, 1951, p. 241.
(5) Ch. Lapp et J. Marchal, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 86. Ch. Lapp et J. Marchal, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2351.
(6) P. Debye, *Polar Molécules*, Dover Publ. Inc., 1929, p. 89-95.
(7) C. J. F. Böttcher, *Theory of Electric Polarisation*, Amsterdam, Elsevier Pub. Co., 1952, p. 355.
(8) J. M. Burgers, *Verband der Kon. Nederl. Akad. v. Wetensch.*, Afd. Natuurk., (Eerste Sectie), Dl, n° 4, chap. 3, p. 15.
(9) R. Simha, *J. Phys. Chem.*, 44, 1940, p. 25.
(10) J. J. Hermans, *Flow Properties of Disperse Systems, voir* chapitre de Ch. Sadron, p. 184 et 178.
(11) E. Marchal et J. Marchal, *Colloque Ampère, Archives Sc.*, Genève, 12, 1959, p. 24.
(12) E. Marchal et J. Marchal, *Comptes rendus*, 248, 1958, p. 100.

(Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence d'un chauffage préalable au laminage sur l'évolution de la structure et des propriétés de plaques d'alliages aluminium-manganèse industriels solidifiées en semi-continu.* Note (*) de MM. **Jean Hérenguel**, **Pierre Lelong** et **Jacques Moisan**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le chauffage de longue durée pratiqué avant laminage sur l'alliage aluminium-manganèse solidifié en continu, est appelé improprement « homogénéisation ». Il provoque, en réalité, une précipitation dans la solution solide trempée en fonderie, et, à haute température, une coalescence des phases hors de solution. Cette modification structurale inhibe le grossissement du grain et régularise l'aspect, après l'oxydation anodique.

La recristallisation des produits laminés en alliage d'aluminium industriel à 1 % de manganèse environ, obtenus à partir de plaques solidifiées en semi-continu, ne se produit qu'à des températures élevées qui entraînent une croissance très rapide du grain et une tendance simultanée vers la texture d'orientation préférentielle dite « en dé ».

Un remède à cette difficulté consiste à soumettre les plaques, avant le laminage, à un chauffage prolongé à température élevée, par exemple 24 à 48 h entre 525 et 575° C. Ce traitement, désigné dans les pays anglo-saxons sous le nom de « soaking », a été appelé improprement « traitement d'homogénéisation ». Le traitement conduit bien, comme l'ont indiqué M. Renouard et Y. Bresson [1], à une homogénéisation relative par diffusion des zones riches vers les plus pauvres, mais une précipitation se produit, en même temps, dans les zones sursaturées trempées par le refroidissement intense de la solidification semi-continu.

En reprenant l'étude de ces mécanismes, nous avons observé que, suivant les conditions du traitement, la structure initiale, représentée sur la figure 1, peut subir une double évolution :

1° dans la solution solide, précipitation d'autant plus abondante, mais lente, que la température est basse (*fig.* 2 et 3);

2° dans l'eutectique, globulisation progressive par coalescence de la seconde phase, lorsque la température est supérieure à 540° C.

Nous pensons que l'inhibition du grossissement du grain est due, comme cela a été identifié par P. A. Beck [2] et F. Haessner [3] dans de nombreux autres cas, à la création d'une fine dispersion de phase précipitée, qui subsiste dans toute la vie métallurgique ultérieure du produit. De plus, l'appauvrissement de la solution solide conduit, comme l'avait déjà noté G. Marchand [4], à un abaissement de la température de recristallisation. Tout ceci se traduit pratiquement par un élargissement du domaine d'obtention du grain fin et de l'isotropie par compensation [5] que le seul recuit avec échauffement rapide, favorable pourtant à la stabilisation de la texture restaurée [6], permettait difficilement d'atteindre.

L'évolution structurale apporte un autre avantage important en ce qui concerne l'aspect des produits après traitement anodique; alors que le réseau d'eutectique de l'alliage non traité s'étalait au laminage, par

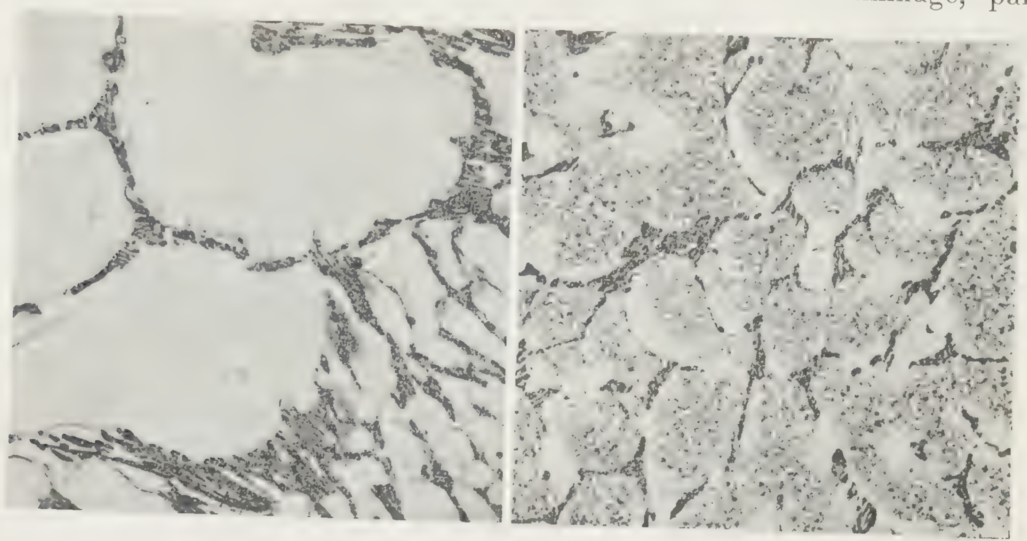


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Structure dans l'état brut de solidification.
Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 2. — Structure après chauffage de 48 h à 480° C.

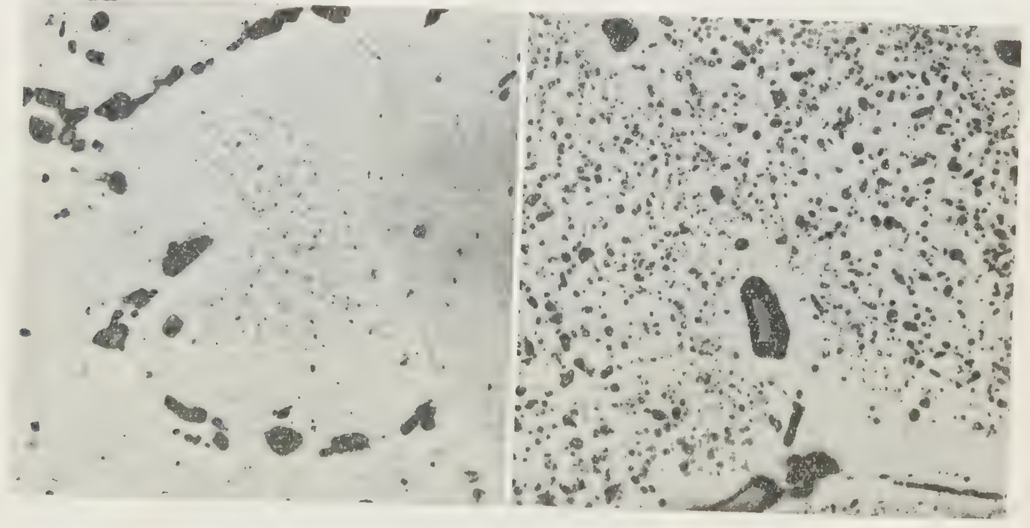


Fig. 3. Fig. 4.

Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 3. — Structure après chauffage de 48 h à 630° C.
Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 4. — Structure après chauffage de 48 h à 630° C, puis de 48 h à 480° C.
Polissage chimique et oxydation anodique 3 μ (G × 200).

exemple, en donnant un motif cellulaire à contours très larges et très apparents, parfaitement visible sur fond brillant, le réseau coalescé de

l'alliage traité conduit à un réticulage plus confus, voilé par ailleurs dans la dispersion des fines particules uniformément réparties dans toute la masse du film d'alumine, comme dans le cas des produits filés avant laminage ([7]), ([8]), ([9]). Un traitement étagé, comportant un premier chauffage au-dessus de 600° C pour assurer une mise en solution maximale et coalescer l'eutectique, suivi d'un séjour à température plus basse (450 à 500° C) assurant une précipitation fine et abondante, paraît le plus satisfaisant pour obtenir simultanément l'optimum des deux effets (*fig.* 4).

Ces mécanismes sont évidemment valables pour les aluminiums de diverses puretés industrielles ou leurs alliages. Il faudrait rechercher en pratique, pour chaque alliage, à quel traitement (temps et température) correspond le maximum d'effet vis-à-vis de la stabilisation du grain, de la texture et de l'aspect après oxydation anodique.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) M. Renouard et Y. Bresson, *Rev. Alu.*, 34, septembre, octobre et novembre 1957, nos 246-247-248, p. 833-841, 969-980 et 1083-1092.
([2]) P. A. Beck, M. L. Holzworth et P. R. Sperry, *Trans. A. I. M. M. E.*, 180, 1949, p. 163-192.
([3]) F. Haessner, G. Masing et H. P. Stüwe, *Zeitschrift für Metallkunde*, 47, n° 12, 1956, p. 743.
([4]) G. Marchand, *Canad. J. Techn.*, 31, janvier 1953, p. 15-28.
([5]) R. Chevigny, *Rev. Alu.*, 26, n° 153, mars 1949, p. 79-87.
([6]) J. Hérenguel, F. Santini et M. Scheidecker, *Rev. Mét.*, 53, n° 3, 1956, p. 161-168.
([7]) J. Hérenguel, *Métaux*, 19, n° 222, 1944, p. 21.
([8]) J. Hérenguel et P. Lelong, *Rev. Mét.*, 53, n° 12, 1956, p. 965.
([9]) J. Hérenguel et P. Lelong, *Rev. Mét.*, 55, n° 11, 1958, p. 1057.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur l'apparition de fissures superficielles dans le chlorure de polyvinyle soumis à la traction.* Note (*) de MM. **Jean-Claude Bauwens** et **Georges A. Homès**, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

Des fissures superficielles apparaissent dans le chlorure de polyvinyle, lorsqu'on le soumet à la traction; elles cessent de s'accroître dès que leur longueur atteint 0,1 mm environ. Les auteurs expliquent la propagation de ces fissures par la théorie de Griffith; ils pensent que l'arrêt de la propagation de ces fissures est dû à la déformation plastique de leurs extrémités.

Nous avons soumis à la traction des éprouvettes en chlorure de polyvinyle de 1 mm d'épaisseur environ, jusqu'à l'apparition de bandes de déformation.

L'examen microscopique par transparence nous a révélé l'existence de fissures perpendiculaires à la tension appliquée (*fig.* 1).

Nous avons remarqué que des griffes superficielles non parallèles à la tension engendraient de nombreuses fissures (*fig.* 2).

Ces fissures cessent de s'accroître en étendue dès que leur longueur atteint 0,1 mm environ, et, la tension appliquée croissant, on constate que des bandes de déformation se développent à partir des extrémités des fissures (*fig.* 3), puis les différentes bandes de déformation s'élargissent

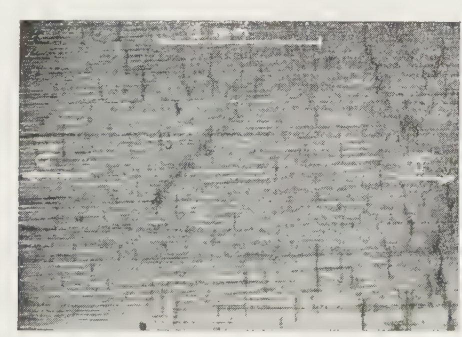


Fig. 1.

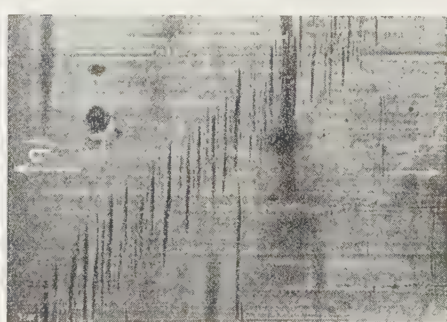


Fig. 2.

Fig. 1. — Fissures superficielles perpendiculaires à la tension $\vec{\sigma}$ qui les a engendrées.

Fig. 2. — Nombreuses fissures s'étant propagées à partir d'une griffe oblique par rapport à la tension $\vec{\sigma}$.

et se joignent pour former une bande de dimensions supérieures (*fig.* 4).

L'apparition de fissures engendrées par des défauts superficiels peut s'expliquer par la théorie de Griffith ([1]). D'après ce dernier, une fissure submicroscopique peut se propager sous l'effet d'une tension extérieure perpendiculaire au plan de la fissure dès que

$$(1) \qquad \sigma = \sqrt{\frac{2\alpha E}{c(1-\nu)}} = \sigma_1,$$

α étant l'énergie de formation de surface, E étant le module de Young, c étant la longueur de la fissure et ν étant le coefficient de Poisson.

Cependant, l'arrêt de la propagation des fissures, sous tension constante, que nous observons, est en contradiction avec cette théorie.

Voici l'explication que nous proposons.

Dans le chlorure de polyvinyle, les macromolécules sont enchevêtrées; par suite, le déplacement d'un segment de molécule provoque des contraintes sur les molécules qui l'environnent et qui sont en quelque sorte draguées [2].

La déformation plastique de la matière contenue dans un volume V

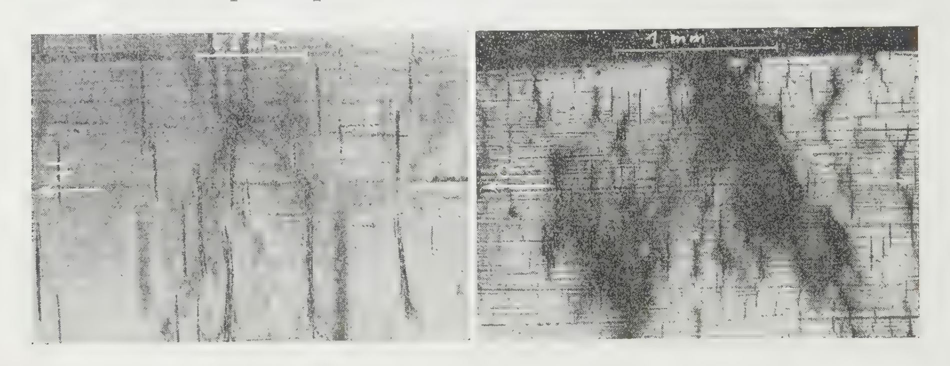


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. — Bandes de déformation s'étant propagées à partir des extrémités des fissures.

Fig. 4. — Nombreuses bandes de déformation se joignant pour former une bande de dimensions supérieures.

limité par une surface S produit donc, sur cette surface, des contraintes élastiques dont l'énergie potentielle totale est

$$E_S = e_S S,$$

e_S étant l'énergie potentielle par unité de surface.

Supposons qu'il existe à l'intérieur du volume V une concentration de tensions dont l'énergie potentielle par unité de volume soit e_V. L'énergie totale localisée dans ce volume V est

$$E_V = e_V V.$$

Si la valeur de la limite élastique est dépassée dans ce volume, la déformation plastique ne peut cependant se produire sans provoquer à ses frontières des contraintes élastiques dont l'énergie potentielle est E_S. Pour que la déformation plastique s'amorce dans le volume V, il faut donc que l'énergie E_V soit suffisante pour engendrer les contraintes élastiques subséquentes d'énergies E_S. Il est donc, nécessaire que

$$E_V > E_S, \qquad \text{d'où} \qquad V > \frac{e_S}{e_V} S$$

or

$$S = K V^{\frac{2}{3}},$$

K étant un paramètre dépendant de la forme de la surface.

Donc

$$V > \left(K \frac{e_S}{e_V}\right)^3.$$

Appelons V_0 la valeur de la constante $(K\, e_S/e_V)^3$.

La déformation plastique ne peut donc se produire que si $V > V_0$, c'est-à-dire si elle affecte un volume supérieur au volume critique V_0.

Supposons que, sous l'effet de la tension appliquée σ, la concentration de tensions produite par une fissure de longueur c soit telle que la limite élastique soit dépassée en tous points d'un certain volume V. Une homothétie nous montre que si cette fissure s'accroît et atteint une longueur kc, la valeur de la limite élastique est dépassée dans un volume k^3V.

Tant que $k^3 V < V_0$, la fissure se propage sans engendrer autour d'elle des déformations plastiques, mais dès que la fissure dépasse une dimension critique $k_0 c$ telle que $k_0^3 V = V_0$, sa croissance doit s'accompagner d'une déformation plastique. Or, d'après Orowan [3], lorsqu'il en est ainsi l'équation (1) devient

$$\sigma_2 = \sqrt{\frac{2\,E\,(\alpha + p)}{c\,(1-\nu)}},$$

p étant l'énergie de déformation plastique par unité de surface.

Par suite si

$$\sigma_1 < \sigma < \sigma_2,$$

la fissure cesse de se propager lorsque son accroissement doit s'accompagner d'une déformation plastique. Cette condition est réalisée lorsque

$$p > (k_0 - 1)\,\alpha.$$

Remarquons de plus que la tension maximale due à la présence d'une fissure de longueur c est

$$\sigma_{max} = 2\,\sigma \sqrt{\frac{c}{\rho}},$$

ρ étant le rayon de courbure aux extrémités de la fissure et σ étant la tension appliquée.

Or la déformation plastique aux extrémités de la fissure a pour effet d'accroître ρ, donc de faire décroître σ_{max} qui peut ainsi tomber en dessous de la tension de décohésion, ce qui contribue aussi à l'arrêt de la propagation de la fissure.

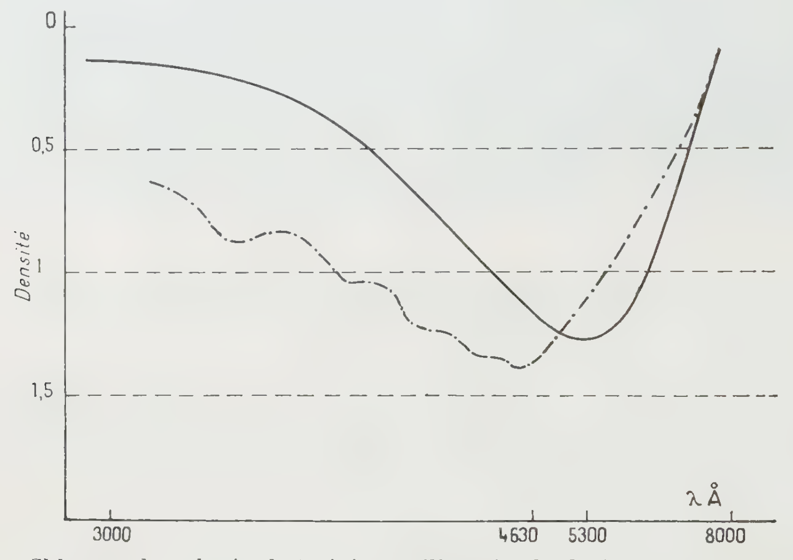
(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. A. Griffith, *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 1920, p. 163.
(2) F. Bueche, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1959.
(3) D. K. Felbeck et E. Orowan, *Welding Research Supplement*. 570s, novembre 1955.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la déhydrochloruration du chlorure de polyvinyle.* Note (*) de MM. **Charles Sadron**, **Jacques Parrod** et **Jean-Pierre Roth**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Le chlorure de polyvinyle traité par le chlorure de lithium dissous dans la diméthylformamide perd de l'acide chlorhydrique, ce qui conduit à un polymère contenant des doubles liaisons conjuguées. Les produits de la réaction diffèrent suivant le solvant employé.

Différents procédés peuvent être envisagés pour la préparation de macromolécules à doubles liaisons conjuguées, parmi lesquels la polymérisation des acétyléniques, la crotonisation des aldéhydes et la déhydrohalogénation



——— Chlorure de polyvinyle traité en milieu tétrahydrofuranne-diméthylformamide.
—·—·— Le même, en milieu cyclohexanone-diméthylformamide.

des halogénures de polyvinyle.

La polymérisation de l'acétylène, réalisée par A. Job et G. Champetier [1], puis Natta et coll. [2] n'a donné jusqu'ici que des produits insolubles, à moins que leur masse moléculaire ne soit faible.

Les bases minérales ou azotées sont les réactifs utilisés généralement pour provoquer la condensation des aldéhydes ou l'élimination d'hydracides. Elles ont l'inconvénient de donner lieu à des réactions secondaires indésirables, dont la fixation de groupes amines.

Nous avons expérimenté, comme réactifs de déhydrohalogénation, des sels métalliques en solution dans divers solvants additionnés de diméthylformamide.

C'est le chlorure de lithium, déjà appliqué par R. P. Holysz [3] à la déhydrobromuration de céto-3 bromo-4 stéroïdes, qui nous a donné les résultats les plus remarquables.

Une solution contenant 3 g de chlorure de polyvinyle, 12,75 g de chlorure de lithium, 150 ml de diméthylformamide et 150 ml d'un deuxième solvant, est chauffée à 80° C dans un appareil balayé par un courant d'azote exempt d'oxygène.

Suivant que la deuxième fraction de solvant est la diméthylformamide elle-même, le tétrahydrofuranne ou le dioxanne d'une part, la cyclohexanone d'autre part, le liquide prend une couleur nettement différente. Il vire du rose au violet et au pourpre dans le premier cas, du jaune à l'orange et au brun noir dans le second. L'examen des spectres d'absorption ultraviolets, quel que soit le diluant, confirme cette différence. Celui du produit violet, figuré par la courbe en trait plein, présente un seul maximum à 5 300 Å. La courbe pointillée, relative aux solutions brunes, en présente plusieurs, dont les longueurs d'ondes respectives ont été portées sur le tableau ci-dessous. En regard nous avons porté celles des maximums d'absorption d'une série de diméthylpolyènes purs, de formule générale,

$$CH_3-(CH=CH)_n-CH_3$$

étudiés par F. Bohlmann et H. J. Mannhardt (4).

Ces auteurs avaient adopté la loi de Lewis et Calvin (5), $\lambda^2_{max} = kn$, mais nous avons remarqué que leurs résultats s'accordent mieux avec une relation légèrement différente : $\lambda^2_{max} = k'(n+1)$.

La série des maximums observés sur nos produits bruns satisfait à cette même relation, avec une valeur sensiblement égale de la constante $k' = 1,75.10^6$:

	Diméthylpolyènes (4).			Produit brun.		
n.		$\frac{\lambda^2}{n.10^6}$.	$\frac{\lambda^2}{(n+1).10^6}$.		$\frac{\lambda^2}{n.10^6}$.	$\frac{\lambda^2}{(n+1).10^6}$.
2........	2 270	2,58	1,72		–	–
3........	2 630	2,31	1,73	–	–	–
4........	2 990	2,24	1,79	–	–	–
5........	3 260	2,12	1,77	–	–	–
6........	3 520	2,07	1,77	–	–	–
7........				3 710	1,97	1,73
8........	3 955	1,95	1,73	3 910	1,91	1,70
9........	4 125	1,89	1,70	4 120	1,89	1,70
10 (cis)...	4 190	1,76	1,60	–	–	–
10........	–	–	–	4 400	1,94	1,76
11........	–	–	–	4 620	1,94	1,78
12........	–	–	–	4 770	1,90	1,75

La transposition de ces résultats aux solutions violettes amènerait à conclure à la prédominance de séquences de 15 doubles liaisons conjuguées.

Parmi les autres sels métalliques expérimentés, le bromure de lithium se comporte comme le chlorure, tandis que l'acétate donne un produit brun rouge. Le chlorure de magnésium et le chlorure d'aluminium pro-

voquent également la déhydrohalogénation. Les chlorures cuivrique, de nickel, de cobalt et de zinc sont inactifs.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Job et G. Champetier, *Bull. Soc. Chim.*, M 176, 1936, p. 448.

(2) G. Natta, G. Mozzanti et P. Corradini, *Rend. Acc. Naz. dei Lincei*, 8e série, 25, 1958, p. 3.

(3) R. P. Holysz, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4432.

(4) F. Bohlmann et H. J. Mannhardt, *Ber.*, 89, 1956, p. 1307.

(5) G. N. Lewis et M. Calvin, *Chem. Reviews*, 25, 1939, p. 273.

(*Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la conversion partielle du polyparabromostyrène en acide polystyrèneparacarboxylique.* Note de M. **Bertrand Houel**, présentée par M. Jacques Trefouël.

L'action du *n*-butyllithium sur le polyparabromostyrène conduit au polyparastyryl-lithium dont la carbonatation ultérieure fournit un polymère partiellement substitué par des fonctions carboxyliques.

Les réactions utilisées pour cette préparation sont les suivantes :

$$-CH-CH_2- \;(\text{noyau, Br}) + C_4H_9Li \rightarrow -CH-CH_2- \;(\text{noyau, Li}) + C_4H_9Br \qquad (I)$$

$$-CH-CH_2- \;(\text{noyau, Li}) + CO_2 \rightarrow -CH-CH_2- \;(\text{noyau, COOLi}) \qquad (II)$$

La réaction (I) de métallation du polystyrène a déjà été réalisée par Dietrich Braun [1] à partir de polyiodostyrène.

L'élaboration du dérivé halogéné met en jeu une méthode différente de la nôtre [2].

Préparation du polystyryl-lithium. — Cette réaction est effectuée à la température ambiante sous atmosphère inerte, dans un réacteur de 500 ml équipé d'un agitateur et muni d'une plaque filtrante à sa partie inférieure. Les différents réactifs, rigoureusement anhydres, sont introduits à l'abri de l'air.

Un dixième de molécule-gramme de butyl-lithium en solution dans 100 ml d'éther est mélangé à 250 ml de benzène.

5 g de polyparabromostyrène en solution benzénique sont introduits goutte à goutte dans le mélange sous vive agitation en 1 h environ. Au bout de quelques minutes, la solution se trouble, le polymère de couleur jaune précipitant progressivement.

Le mélange est agité 15 h à température ambiante; la solution est ensuite filtrée et le précipité, d'aspect cireux, est lavé deux fois au benzène et dispersé dans le benzène en vue de la carbonatation.

Carbonatation du polystyryl-lithium. — L'atmosphère inerte est remplacée par de l'anhydride carbonique sec; la réaction est immédiatement perceptible, se traduisant par un échauffement du mélange et une décoloration du précipité. Elle est poursuivie 3 h sous agitation.

Après élimination du benzène, le précipité est traité par l'eau distillée; la solution aqueuse, légèrement jaune, est filtrée pour la rendre parfaitement limpide.

Le polymère, précipité par une solution aqueuse d'acide chlorhydrique, redissous dans l'acétone, est reprécipité dans l'eau acidifiée à pH 4 par l'acide chlorhydrique. C'est un solide jaunâtre, dur et cassant, légèrement hygroscopique; il est soluble dans les bases, l'éthanol, le méthanol, l'acétone et le tétrahydrofuranne; insoluble dans l'éther, le benzène, les carbures aliphatiques et le chloroforme.

Analyse élémentaire :

	C %.	H %.
Théorique....................	72,96	5,44
Trouvée.....................	75,33	7,09

Indice d'acide théorique 378, trouvé 200.

La teneur en brome est inférieure à 1 %, semblant indiquer que la réaction (I) est pratiquement complète.

Les valeurs trouvées indiquent un important déficit en fonctions acides. Il ne semble pas provenir d'une carbonatation incomplète du lithien car l'analyse spectrale infrarouge met bien en évidence l'absence de noyaux aromatiques monosubstitués; elle confirme par ailleurs la structure attendue du polymère :

— Bandes de vibration des radicaux méthyléniques de la chaîne à 14,10 et 14,20 μ.

— Bandes de vibration des noyaux aromatiques à 6,23 et 6,64 μ.

— Bandes de vibration de la substitution para à 5,20, 5,60 et 11,70 μ.

— Bandes de vibration de valence O—H à 3,80 et 4 μ.

— Bande de déformation OH à 10,75 μ.

— Bande de valence C=O à 5,90 μ.

De légères bandes d'absorption à 6,90 et 7,25 μ révélant la présence de radicaux méthyliques semblent indiquer la formation de motifs butylstyrène vraisemblablement par action du bromobutane régénéré lors de la réaction (I) sur le polystyryllithium.

Cette réaction secondaire pourrait expliquer l'écart entre les chiffres théoriques et les chiffres expérimentaux.

Il serait néanmoins possible que toutes les fonctions acides ne soient pas accessibles au dosage, ainsi qu'il a déjà été constaté pour d'autres polymères acides de structure voisine [3].

(1) D. Braun, *J. Angew. Chem.*, 71, 1959, p. 5.
(2) B. Houel, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 800.
(3) R. Lumbroso, *Thèse*, Paris, 1960.

(*Laboratoire de Chimie macromoléculaire du C. N. R. S. à Bellevue, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Oxydation periodique du glycérol en présence d'acide borique.* Note (*) de M. **Jean Ploquin** et Mlle **Claude Neau**, présentée par M. René Fabre.

Existence, dans certaines conditions expérimentales, d'une activation par l'acide borique de l'oxydation periodique du glycérol. On ne l'observe que dans les tous premiers stades de la réaction; ceci confirme les travaux antérieurs et les hypothèses admises pour le mécanisme de ces réactions.

Nous avons étudié la cinétique de l'oxydation periodique du glycérol en présence d'acide borique pour les valeurs 0, 1/2, 1 et 2 du rapport moléculaire acide borique/glycérol. Les expériences ont été conduites à 25° C, avec une concentration constante (M/10) de glycérol et un excès de réactif periodique N/10 (10 fois la quantité théorique); le pH du milieu réactionnel était fixé successivement aux valeurs suivantes : 1,6, 6,3, 8,2 et 13,5.

Si l'on désigne par G_0 la quantité initiale de glycérol et par G celle oxydée au temps t, nous avons vérifié qu'on a

$$\text{Log}\frac{G_0 - G}{G_0} = -Kt \qquad \text{ou} \qquad G = G_0(1 - e^{-Kt}),$$

tout au moins dans les premières minutes de la réaction.

En effet, les résultats expérimentaux peuvent être représentés par des droites de pentes — K en coordonnées semi-logarithmiques. A pH 1,6, aux erreurs expérimentales près, tous les points se placent sur une même droite. On ne peut donc pas conclure à l'existence d'un effet de l'acide borique sur l'oxydation periodique. A pH 6,3, par contre, on obtient au moins trois droites distinctes (G, GB_2, GB, G_2B, ces dernières indiscernables) (*fig.* 1). On peut donc parler d'un effet activateur de l'acide borique dans ces conditions expérimentales.

En milieu alcalin, nous avons rencontré des difficultés dont les causes seront discutées ailleurs (évolution de la nature des ions periodates en fonction du pH du milieu). Mais, en se bornant aux mesures correspondant aux premiers instants de la réaction, on note encore un effet activateur de l'acide borique vis-à-vis de l'oxydation periodique. Il semble même être plus grand à pH 8,2 qu'à pH 6,3; mais comme l'oxydation elle-même est ralentie par l'alcalinité du milieu, le taux de glycérol oxydé reste faible. Pour cette valeur du pH, il ne faut considérer que l'évolution de la réaction pendant les 25 à 30 premières minutes. Au-delà, la cinétique est complètement perturbée par ce que Fleury et Fatome [1] ont appelé « la régénération de l'acide periodique »; l'acide borique semble également favoriser ce phénomène.

Nos observations confirment les expériences antérieures de Malaprade [2] et de Fleury et Courtois [3]. Ces auteurs ont montré que, à pH constant, l'acide borique accélérait faiblement l'oxydation periodique des sucres et

des hexitols acycliques. Les travaux de Fleury, Courtois et Bieder ([4]) ne sont pas en contradiction avec nos observations car, si l'on considère des oxydations plus avancées du glycérol, par l'acide periodique, la présence

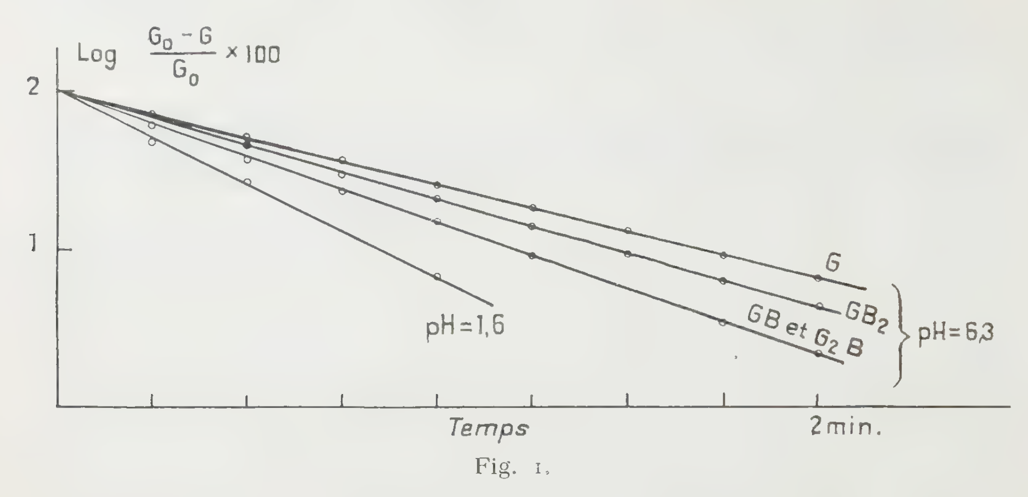


Fig. 1.

ou l'absence d'acide borique n'a plus aucune influence; celle-ci se manifeste, en effet, seulement dans les premiers stades de la réaction. De plus, il semble qu'un excès de glycérol par rapport à l'acide borique soit favo-

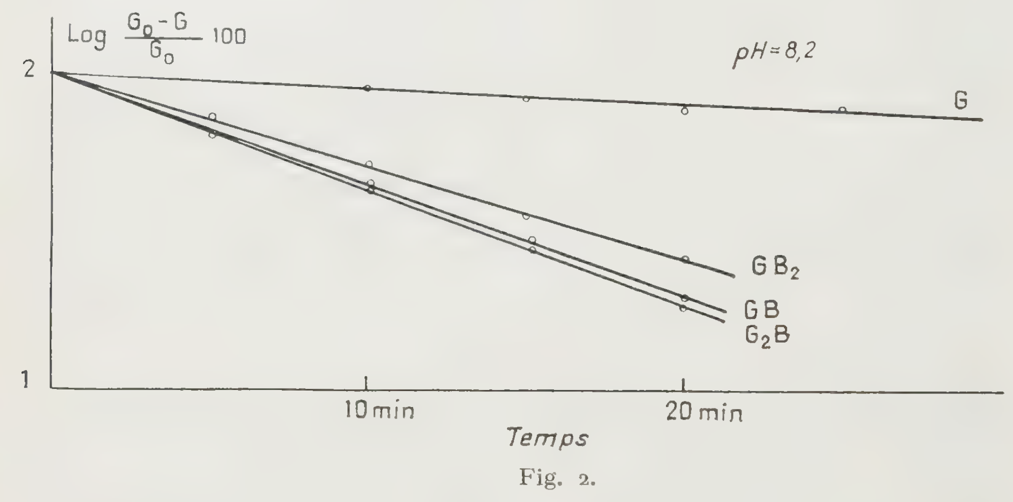


Fig. 2.

rable à l'apparition de cette activation; la même condition est nécessaire pour exalter fortement l'acidité des solutions boriques. La formation des complexes glycéroboriques faciliterait donc celle des diesters cycliques qu'on considère comme la première étape dans l'oxydation periodique.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) P. Fleury et Fatome, *J. Pharm. et Chim.*, 21, 1935, p. 247.

([2]) L. Malaprade, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 1, 1934, p. 833.

([3]) P. Fleury et J.-E. Courtois, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 10, 1943, p. 245.

([4]) P. Fleury, J.-E. Courtois et A. Bieder, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 19, 1952, p. 118; *Ann. pharm. franç.*, 11, 1953, p. 249.

(*Laboratoire de Chimie, Faculté de Médecine, Nantes.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les monophosphates monométalliques de fer trivalent et d'aluminium.* Note de MM. **Pierre Rémy** et **Ferdinand d'Yvoire**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le monophosphate monoferrique existe sous deux variétés cristallines (A) et (B). Il leur correspond par isomorphisme deux variétés (A) et (B) de phosphate monoaluminique, différentes de la variété classique (C). On donne les paramètres cristallins des formes (A) et de la forme (C) rhomboédriques.

L'isomorphisme observé par plusieurs auteurs entre des phosphates d'aluminium et des phosphates correspondants de fer trivalent nous a conduits à aborder l'étude des phosphates de fer, en vue d'élargir et éventuellement d'éclairer les résultats déjà obtenus avec les phosphates d'aluminium ([1]), ([2]). L'isomorphisme s'est révélé être la règle générale entre les phosphates des deux cations, bien que pour une même forme cristalline, le mode de préparation et la stabilité diffèrent souvent d'un cation à l'autre. En outre, bien des résultats relatifs aux phosphates de l'un des deux cations, difficilement interprétables en eux-mêmes, se sont trouvés expliqués aisément par comparaison avec les phosphates de l'autre cation. C'est ainsi que l'étude des monophosphates monométalliques a été grandement facilitée. Ces composés ont pour formule générale $M^{(III)}(H_2PO_4)_3$. Nous les avons rencontrés sous deux formes (A) et (B) communes aux deux cations, et sous une forme (C) observée seulement avec l'aluminium (qui peut être partiellement remplacé par du fer).

1. S. R. Carter et N. H. Hartshorne ([3]) ont signalé l'existence de deux variétés cristallines de phosphate monoferrique l'une : que nous désignons par (A) se présentant en plaques losangiques, l'autre (B) en lames allongées. Nous avons préparé à nouveau ces deux formes en portant vers 95° des solutions concentrées de $FeCl_3$ et H_3PO_4 de rapport $4 \leq P_2O_5/Fe_2O_3 \leq 7$.

1° Les premiers cristaux qui apparaissent, en forme de plaques losangiques ou de rhomboèdres, appartiennent à la variété (A). Ils sont uniaxes positifs et fortement biréfringents. Leur diagramme X de poudre correspond à un réseau rhomboédrique avec deux groupements $Fe(H_2PO_4)_3$ par maille élémentaire. Les valeurs des paramètres de la maille hexagonale triple figurent au tableau I.

Tableau I.

Paramètres cristallographiques et densités (calculées et mesurées) des formes (A) et (C).

$Fe(H_2PO_4)_3$ (A).	$Al(H_2PO_4)_3$ (A).	$Al(H_2PO_4)_3$ (C).
$a = 8,0525 \pm 0,0050$	$a = 7,8494 \pm 0,0050$	$a = 13,688 \pm 0,008$
$c = 25,548 \pm 0,020$	$c = 24,965 \pm 0,018$	$c = 9,1345 \pm 0,0050$
$d_{calc} = 2,408$, $d_{mes} = 2,405$	$d_{calc} = 2,378$	$d_{calc} = 2,137$, $d_{mes} = 2,135$

2° Lorsque la solution précédente est maintenue à 95° et soumise à des cristallisations et redissolutions successives avec de fréquentes agitations, on obtient la variété (B) en lames à extinction oblique.

2. La préparation habituelle de phosphate monoaluminique à partir de solutions d'alumine dans H_3PO_4 conduit à une variété que nous désignons par (C). L'examen des diagrammes de poudres indique un réseau rhomboédrique avec deux groupements $Al(H_2PO_4)_3$ par maille élémentaire; on trouvera au tableau I les valeurs des paramètres de la maille hexagonale correspondante. Optiquement, les cristaux sont uniaxes positifs et fortement biréfringents ($n_g - n_p \sim 0{,}037$). Ces propriétés optiques ainsi que les propriétés physiques (forme allongée des cristaux suivant l'axe ternaire, existence d'un clivage longitudinal facile) suggèrent une structure en chaînes parallèles à l'axe ternaire.

Quant aux formes (A) et (B) de $Al(H_2PO_4)_3$, isomorphes respectivement des formes (A) et (B) de $Fe(H_2PO_4)_3$, elles prennent naissance au cours de l'évolution thermique d'un phosphate moins acide, $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$, déjà étudié par l'un de nous [2].

1° Chauffé à température croissante (150°/h), $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$ se déshydrate entre 90 et 150° et donne un produit que nous avions considéré comme une espèce unique, $H_3Al(PO_4)_2$. La comparaison de son diagramme X avec celui du phosphate monoferrique (B) nous a montré depuis qu'il s'agit d'un mélange constitué essentiellement par une variété nouvelle de $Al(H_2PO_4)_3$, isomorphe de $Fe(H_2PO_4)_3$ (B), et par $AlPO_4$ cristobalite. On peut du reste isoler la phosphocristobalite par un traitement rapide à l'eau, qui dissout $Al(H_2PO_4)_3$ (B).

2° Si $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$ est sous une forme physique (produit broyé ou lavé à l'eau) telle que l'influence de l'eau dégagée modifie son évolution thermique, de nombreux composés peuvent cristalliser au cours de la déshydratation [4]. Parmi ceux-ci, $Al(H_2PO_4)_3$ (A) a été identifié grâce à la ressemblance frappante de son spectre X avec celui de $Fe(H_2PO_4)_3$ (A). On trouvera au tableau I les valeurs des paramètres de la maille hexagonale triple de $Al(H_2PO_4)_3$ (A). Notons qu'il existe entre les paramètres des formes (A) et (C) du phosphate monoaluminique la relation suivante

$$a_{(C)} = a_{(A)} \times \sqrt{3} \times 1{,}0068 \neq a_{(A)} \times \sqrt{3}$$

susceptible d'une représentation géométrique simple. Seule une étude de la structure des deux formes pourrait en donner la signification éventuelle.

3. En chauffant vers 95° des solutions d'oxydes de fer et d'aluminium dans H_3PO_4, de composition $P_2O_5/M_2O_3 \sim 6$, on obtient des cristaux mixtes de phosphates monométalliques. Pour les solutions riches en fer la variété (A) prédomine. Pour les solutions riches en aluminium ($Al/(Fe + Al) > 0{,}5$ environ) il se forme surtout des cristaux mixtes de type (C); l'examen de leurs spectres X montre que le remplacement partiel des ions Al^{3+} par des ions Fe^{3+} accroît beaucoup plus le paramètre c que

le paramètre *a*. Ce phénomène s'accorderait bien avec l'hypothèse que nous avons formulée d'une structure en chaînes parallèles à l'axe ternaire si les cations trivalents sont des parties constitutives des chaînes.

TABLEAU II.

Données relatives aux premières raies de diffraction des diagrammes de poudres des composés étudiés (radiations Cu K_α *et* Co K_α*).*

Forme (A).					Forme (B).				Forme (C).		
Fe.		Al.			Fe.		Al.		Al.		
d (Å).	*i*.	*d* (Å).	*i*.	*hk.l*.	*d* (Å).	*i*.	*d* (Å).	*i*.	*d* (Å).	*i*.	*hk.l*.
6,130	FF	5,970	FF	10.2	9,24	ff	9,12	f	6,848	FF	11.0
4,713	F	4,597	mF	10.4	7,75	F	7,71	FFF	4,262	F	10.2
4,256	F	4,161	FF	00.6	5,76	mF	5,67	F	4,024	FFF	21.1
4,026	m	3,925	F	11.0	4,70	fff	4,68	ff	3,9513	mf	30.0
3,639	FFF	3,550	FFF	11.3	4,62	m	4,58	ff	3,6178	mF	20.2
3,365	mF	3,281	m	20.2	4,58	m	4,47	ff	3,4216	ff	22.0
3,0605	FF	2,9853	FF	20.4	4,16	F	4,08	FF	3,1983	F	21.2
2,9260	FF	2,8554	FF	11.6	3,873	ff	3,852	F	3,0933	mF	31.1
2,9042	f	2,8363	fff	10.8	3,730	FF	3,674	FF	2,7820	mF	11.3
2,6218	f	2,5558	mf	21.1	3,587	FF	3,529	FF	2,6684	mF	31.2
2,5818	f	–	–	21,2	3,513	FF	3,461	FF	2,6066	mF	32.1
2,4366	f	2,3755	m	21.4	3,314	FFF	3,254	FF	2,5867	fff	41.0
2,3996	f	–	–	10.10	3,216	f	3,186	f	2,4864	f	40.2
2,3563	ff	2,2983	mf	20.8	3,198	mf	3,130	m	2,3368	f	32.2
2,3428	f	2,2847	mf	21.5	3,083	m	3,044	F	2,2815	f	33.0
2,3208	mF	2,2657	m	30.0	3,049	f	3,005	m	2,2748	m	22.3
				11.9	2,993	ff	2,972	mf	2,2423	mf	10.4
2,0593	fff	2,0118	ff	20.10	2,882	m	2,836	m	2,1752	mf	42.1
2,0403	fff	1,9899	mf	30.6	–	–	2,762	fff	2,1310	mF	20.4
2,0329	F	1,9832	F	21.8	2,797	m	2,734	m	2,1043	mf	50.2

(1) A. BOULLÉ et F. D'YVOIRE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 531.

(2) F. D'YVOIRE, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 297.

(3) S. R. CARTER et N. H. HARTSHORNE, *J. Chem. Soc.*, 123, 1923, p. 2223-2233.

(4) Les détails de ces expériences seront décrits dans un Mémoire.

(*Laboratoire de Chimie de l'École des Mines de Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les arséniates de cobalt.* Note (*) de Mlle **Bénédicte Charles-Messance**, MM. **Cyrille Duc-Maugé** et **Henri Guérin**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nos connaissances sur les arséniates cobalteux étaient limitées à la description de certains sels obtenus généralement par double décomposition : $2CoO.As_2O_5$; $5CoO.2As_2O_5.3H_2O$; $3CoO.As_2O_5.8H_2O$; $4CoO.As_2O_5$; il nous a semblé intéressant d'entreprendre sur ces composés des recherches analogues à celles que nous avons déjà effectuées sur les arséniates de nickel [1].

Nous avons donc établi le diagramme d'équilibre $CoO—As_2O_5—H_2O$ à 60 et à 20°.

A. Étude du système $CoO—As_2O_5—H_2O$ à 60°. — Toute une série de mélanges d'eau, d'acide arsénique et d'oxyde de cobalt hydraté pur ont été agités à 60° jusqu'à réalisation de l'équilibre. Après détermination de la composition chimique des diverses solutions saturées, nous avons caractérisé les phases solides en équilibre avec celles-ci par la méthode des restes. Nous avons dosé As_2O_5 par la méthode iodométrique de Fleury, en milieu bicarbonaté, et CoO également par iodométrie, en milieu acétique.

Les résultats obtenus permettent les conclusions suivantes :

1° Le sel le plus acide : *le biarséniate monocobalteux pentahydraté :* $CoO.2As_2O_5.5H_2O$ est stable au contact de solutions titrant entre 75 % de As_2O_5 (0,3 % de CoO) et 65 % de As_2O_5 (2 % de CoO). Ce sel de couleur mauve se présente sous la forme de gros cristaux. Il s'hydrolyse rapidement en présence d'eau et même simplement à l'air; il est actif sur la lumière polarisée.

2° *L'orthoarséniate bicobalteux bihydraté :* $AsO_4HCo, 2H_2O$ ou $2CoO.As_2O_5.3H_2O$ a un domaine étendu puisqu'il est stable au contact de solutions titrant entre 65 % de As_2O_5 (2 % de CoO) et 0,2 % de As_2O_5 (0,04 % de CoO). En milieu acide, il est violet vif et cristallise en prismes courts d'apparence régulière alors qu'en milieu basique, il est plus pâle et les cristaux prennent la forme de bâtonnets. Toutefois il s'agit du même hydrate. Ce sel, également actif sur la lumière polarisée, est aussi hydrolysable : il donne l'arséniate tricobalteux.

3° *L'orthoarséniate tricobalteux octohydraté :* $(AsO_4)_2Co_3, 8H_2O$ ou $3CoO.As_2O_5.8H_2O$, déjà connu [(2) et (3)] est de couleur rose et cristallise en fines aiguilles. Son domaine de stabilité est très restreint; il n'existe, en effet, qu'en présence de solutions ayant des teneurs inférieures à 0,2 % de As_2O_5. Il n'est pas hydrolysable.

Nous n'avons pas pu caractériser l'arséniate tétracobalteux ni le biarséniate pentacobalteux signalés dans la littérature [4].

L'orthoarséniate monocobalteux ne paraît pas exister.

B. Étude du système $CoO—As_2O_5—H_2O$ à 20°. — Nous avons entrepris une étude comparable à 20°. Dans le domaine basique, les arséniates bicobalteux et tricobalteux ne cristallisent que très difficilement à cette température.

Toutefois, en milieu acide, nous avons déjà caractérisé *le biarséniate monocobalteux pentahydraté :* $CoO.2As_2O_5.5H_2O$, stable au contact de solutions titrant plus de 60 % de As_2O_5 (3 % de CoO).

L'orthoarséniate bicobalteux bihydraté est stable dans un vaste domaine puisqu'il existe au contact de solutions titrant de 60 % de As_2O_5 à moins de 1 %. En présence de solutions de teneurs plus faibles en As_2O_5, il fait place à *l'orthoarséniate tricobalteux octohydraté.*

Tant à 60 qu'à 20°, nous avons réalisé des essais où coexistent le biarséniate monocobalteux et l'orthoarséniate bicobalteux, ce qui permet de conclure à l'inexistence de l'orthoarséniate monocobalteux.

En résumé, les seuls sels caractérisés dans l'étude du système $As_2O_5—CoO—H_2O$, tant à 60 qu'à 20°, sont :

— le biarséniate monocobalteux pentahydraté : $CoO.2As_2O_5, 5H_2O$;

— l'orthoarséniate bicobalteux bihydraté : $AsO_4HCo, 2H_2O$;

— l'orthoarséniate tricobalteux octohydraté : $(AsO_4)_2Co_3, 8H_2O$.

Le diagramme d'équilibre ainsi obtenu présente des analogies avec celui des arséniates de nickel pour lequel nous avons caractérisé des sels identiques, ayant le même état d'hydratation. Il en diffère néanmoins par l'inexistence de l'orthoarséniate monocobalteux.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) B. Charles-Messance, C. Duc-Maugé et H. Guérin, *Bull. Soc. chim.*, 1959, p. 121.

(2) F. Ephraim et C. Rossetti, *Helv. Chim. Acta*, 12, 1929, p. 1025.

(3) Ducru, *Ann. Chim. Phys.*, (7), 22, 1901, p. 160.

(4) A. Coloriano, *Comptes rendus*, 103, 1886, p. 273; C. Lefèvre, *Ann. Chim. Phys.*, (6), 27, 1892, p. 38; Svanberg, *J. Prakt. Chem.*, 54, 1851, p. 187.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hydratation de l'acide isanique.* Note (*) de MM. **Albert Jennen** et **Émile Bajoit**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide isanique, constituant non saturé principal de l'huile de boleko (*Ongokea Gore*), a la formule de structure (I) [1]. L'hydratation de cet acide peut s'opérer à la fois sur la liaison éthylénique, avec formation d'un acide hydroxy, ou sur les liaisons acétyléniques, avec formation d'une cétone ou d'une β-dicétone.

M. Fauve [2] a essayé sans succès d'hydrater l'huile de boleko par de l'acide sulfurique concentré. D'autre part, en appliquant la méthode à l'acétate mercurique décrite par Mydleton, Barret et Saeger [3], même à basse température, E. de Vries [4] n'a obtenu que des produits résineux jaunes, mais pas de β-dicétones.

De notre côté, nous avons appliqué la méthode de H. Knight, R. Koos et D. Swern [5], qui consiste à faire agir de l'acide formique concentré à la température d'ébullition en présence d'acide perchlorique, suivi de l'hydrolyse de l'ester formique. Dans ces conditions, l'addition se fait uniquement sur la liaison éthylénique de l'acide isanique. La réaction n'étant pas quantitative, il importe d'éliminer l'acide isanique non hydraté par extraction à l'éther de pétrole.

$$CH_2{=}CH{-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH + H{-}COOH \quad (I)$$

$$\xrightarrow{H} CH_3{-}CH(OCHO){-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH \quad (II)$$

$$\xrightarrow{OH^-} CH_3{-}CHOH{-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH \quad (III)$$

$$\xrightarrow[Pd/BaSO_4]{H_2} CH_3{-}CHOH{-}(CH_2)_{15}{-}COOH \ (IV) \xrightarrow{CrO_3} CH_3{-}CO{-}(CH_2)_{15}{-}COOH \ (V)$$

Le produit hydraté obtenu (III) est très soluble dans les solvants organiques polaires tels l'éthanol, l'acétate d'éthyle, l'acétone, l'éther, le chlorure de méthyle, mais insoluble dans l'eau et les solvants organiques apolaires tels l'éther de pétrole.

Il se présente sous la forme d'une huile épaisse et visqueuse; il n'a pas pu être obtenu à l'état cristallin à cause de sa grande solubilité. Nous l'avons dès lors hydrogéné tel quel en acide 17-hydroxystéarique (IV) en présence de $Pd/BaSO_4$ comme catalyseur. Ce dérivé peut être oxydé en acide 17-cétostéarique par l'acide chromique en milieu acétique. Les points de fusion des deux derniers acides correspondent avec ceux cités par la littérature [6].

Hydratation de l'acide isanique. — 10 g d'acide isanique, 20 ml d'acide formique 98-100 % et 0,2 ml d'acide perchlorique aqueux à 70 % sont

chauffés à reflux sous azote pendant 20 mn. Le mélange devient homogène entre 90 et 100° C. L'excès d'acide formique est éliminé par distillation sous pression réduite ($É_{100}$ 43-49° C) et le résidu est saponifié dans le ballon même au moyen d'une solution aqueuse de KOH à 10 %. Les acides organiques sont libérés par acidification au moyen de HCl 6 N et extraits à l'éther. La solution éthérée est lavée jusqu'à absence d'acidité et séchée sur sulfate de soude. L'éther est chassé par distillation et le résidu, traité à l'éther de pétrole 40-60, qui dissout l'acide isanique et laisse le produit d'hydratation (III) sous forme d'une huile épaisse.

Acide 17-hydroxystéarique. — 5 g d'acide isanique hydraté obtenus au cours de l'opération précédente sont dissous dans 80 ml d'alcool absolu et secoués dans un appareil d'hydrogénation « Parr à basse pression » avec 0,5 g de Pd/$BaSO_4$ sous pression d'hydrogène 2-3 atm.

Après 30 mn, le catalyseur est éliminé et l'alcool distillé sous vide. Le résidu est recristallisé quelques fois de l'acétone F 80° C ([6a]), Rdt 40 %.

Acide 17-cétostéarique. — Une solution de 1 g d'acide 17-hydroxystéarique, dans 15 ml d'acide acétique est chauffée jusqu'à 50-60° C et traitée ensuite par une solution de 1 g d'anhydride chromique dans 4 ml d'eau et 16 ml d'acide acétique. On chauffe sous agitation pendant 5 mn à 50-60° C et ensuite 4 mn à 70° C. Après quoi, la solution est versée dans un grand volume d'eau glacée.

L'acide cétonique précipité est filtré, lavé à l'eau glacée et finalement cristallisé de l'acétate d'éthyle : F 87-87,5° C ([6b]).

(*) Séance du 14 mars 1960.

[1] A. Steger et J. Van Loon, *Rec. trav. chim.*, 59, 1940, p. 1156; M. Castille, *Annalen*, 543, 1939, p. 104; *Bull. Acad. Roy. Méd. Belg.*, 6, 1941, p. 152; H. Black et Weedon, *Chem. and Ind.*, 2, 1953, p. 40.

[2] *Thèse*, Paris, 1942.

[3] *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 4405.

[4] *L'huile de boleko*, Ministère des Colonies, Bruxelles, 1956, p. 136.

[5] *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 6212.

[6] R. Holman, W. Lundberg et T. Malkin, *The Chemistry of Fats*, III, Pergamon Press, London et New-York, 1955; *a*, p. 220; *b*, p. 234.

(Laboratoire de Recherches chimiques du Ministère du Congo belge et du R. U., 5, rue du Moulin, Tervuren, Belgique.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés acétyléniques sur les alcoylgermanes en présence d'acide chloroplatinique.* Note de MM. **Michel Lesbre** et **Jacques Satgé**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les trialcoylgermanes R_3GeH s'additionnent quantitativement à la triple liaison des composés acétyléniques vrais en présence d'acide chloroplatinique. Les dialcoylgermanes R_2GeH_2 donnent avec le phénylacétylène un polymère. Les monoalcoylgermanes $RGeH_3$ fixent trois molécules d'heptyne-1 et conduisent à des tétraalcoylgermanes à trois fonctions éthyléniques.

La grande réactivité des alcoylgermanes a été démontrée récemment par la synthèse de nombreux germanes fonctionnellement substitués ([1]), ([2]).

En l'absence de catalyseurs, la réactivité de ces mêmes dérivés vis-à-vis de la triple liaison acétylénique paraît plus faible que celle des stannanes et assez comparable à celle des silanes isologues.

Mais en présence d'acide chloroplatinique $H_2PtCl_6, 6\,H_2O$, en solution alcoolique 0,1 N, l'addition des alcoylgermanes sur la triple liaison des alcynes vrais se fait avec des rendements sensiblement quantitatifs.

La réaction, du type anti-Markownikov :

$$R_3GeH + HC{\equiv}CR' \rightarrow R_3GeCH{=}CHR'$$

constitue une méthode générale pour la préparation des composés organiques du germanium renfermant un groupement vinyl substitué.

Nous avons fait réagir sur les trialcoylgermanes en présence d'acide chloroplatinique, l'acétylène, le phénylacétylène, l'hexyne-1, le tributyléthynylgermanium, l'alcool propargylique et le diméthyléthynylcarbinol.

a. L'acétylène réagit en deux temps sur le triéthylgermane, le triéthylvinylgermanium tout d'abord formé se condense avec une nouvelle molécule d'hydrure pour donner un digermane saturé ($É_{760}$ 275°) :

$$(C_2H_5)_3GeH + HC{\equiv}CH \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH{=}CH_2,$$

$$(C_2H_5)_3Ge{-}CH{=}CH_2 + (C_2H_5)_3GeH \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH_2CH_2Ge(C_2H_5)_3.$$

Nous avions déjà décrit par ailleurs ces deux composés ([3]).

b. Le phénylacétylène réagit sur $(C_4H_9)_3GeH$ dès la température ordinaire; la réaction est exothermique :

$$(C_4H_9)_3GeH + HC{\equiv}C{-}C_6H_5 \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C_6H_5.$$

Le tributyl-β-styrylgermanium est obtenu quantitativement, alors qu'en l'absence de catalyseur et malgré un reflux prolongé à 160°, le rendement moyen de cette même réaction ne dépasse pas 35 %.

L'action du brome sur ce dérivé insaturé ne conduit pas au composé d'addition attendu mais au clivage de la liaison Ge—C avec formation de bromure de tributylgermanium et de β-bromostyrène :

$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C_6H_5 + Br_2 \rightarrow (C_4H_9)_3GeBr + BrCH{=}CH{-}C_6H_5.$$

c. Le triéthylgermane s'additionne facilement à l'hexyne-1. La réaction est exothermique :

$$(C_2H_5)_3GeH + HC{\equiv}C(CH_2)_3CH_3 \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH{=}CH(CH_2)_3CH_3.$$

d. Vers 200° le tributyléthynylgermanium récemment préparé ([4]) fixe quantitativement une molécule de $(C_4H_9)_3GeH$ et conduit au 1.2-bis-(tributylgermyl)éthylène :

$$(C_4H_9)_3GeC{\equiv}CH + (C_4H_9)_3GeH \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CHGe(C_4H_9)_3.$$

e. L'alcool propargylique se fixe sur $(C_4H_9)_3GeH$. La réaction démarre vers 70° :

$$(C_4H_9)_3GeH + HC{\equiv}C{-}CH_2OH \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}CH_2OH.$$

L'hydrogénation catalytique de cet alcool sur nickel de Raney conduit à l'alcool saturé : $(C_4H_9)_3GeCH_2CH_2CH_2OH$, $É_{0,8}$ 115°, n_D^{20} 1,471, d_4^{20} 0,999, en tous points semblable à celui que nous avons obtenu par l'action de l'alcool allylique sur $(C_4H_9)_3GeH$ ([1]).

f. Le diméthyléthynylcarbinol se fixe facilement sur $(C_4H_9)_3GeH$ en donnant l'alcool éthylénique tertiaire correspondant

$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{C}}(CH_3)_2.$$

Cet alcool déshydraté par $POCl_3$ au sein de la pyridine nous conduit au méthyl-2 tributylgermyl-4 butadiène :

$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{C}}{=}CH_2 \qquad (\text{Rdt } 60\,\%).$$

Ce diène a été caractérisé par condensation avec l'anhydride maléique en solution benzénique.

Petrov avait obtenu un rendement quantitatif dans la déshydratation sur $HKSO_4$ d'un alcool isologue du silicium ([5]).

Il faut noter que les trialcoylgermanes s'additionnent également en présence du même catalyseur sur une triple liaison non terminale mais avec de moins bons rendements. Le diméthyl-2.5 hexyne-3 diol-2.5 $(CH_3)_2COH{-}C{\equiv}C{-}COH(CH_3)_2$ donne avec $(C_2H_5)_3GeH$, à 150°, le glycol éthylénique :

$$(CH_3)_2{-}COH{-}CH{=}\underset{\displaystyle Ge(C_2H_5)_3}{C}{-}COH{-}(CH_3)_2 \qquad (\text{Rdt } 40\,\%).$$

Nous avons également étudié l'action des di- et monoalcoylgermanes ([6]) sur les dérivés acétyléniques vrais.

Le dibutylgermane s'additionne à 100° à une molécule de phényl-acétylène. Le dibutylstyrylgermane $(C_4H_9)_2Ge(H){-}CH{=}CH{-}C_6H_5$ ainsi

formé se condense sur lui-même par chauffage prolongé pour donner, comme dans le cas du stannane isologue (7), un polymère qui se présente sous forme d'une huile visqueuse jaune : (Ge % : 25, 0).

L'heptylgermane $C_7H_{15}GeH_3$ fixe à 200° trois molécules d'heptyne-1 pour former un tétraalcoylgermane renfermant trois groupements vinyl substitués. L'heptyl-tri(heptène-1-yl)germanium ainsi obtenu avec un excellent rendement est très stable thermiquement.

Différents types de ces nouveaux composés sont consignés dans le tableau ci-dessous :

				C		H		Ge	
	Éb (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	calc.	trouv.	calc.	trouv.	calc.	trouv.
$(C_4H_9)_3GeCH=CHC_6H_5$	$127/_{0,2}$	$1,514_0$	$1,022_1$	$69,2_0$	$68,9_1$	$9,8_7$	$9,7_5$	$20,9_1$	20,7
$(C_2H_5)_3GeCH=CH(CH_2)_3CH_3$	$102/_{10}$	$1,462_3$	$0,965_5$	$59,3_2$	$60,0_2$	$10,7_9$	$10,8_2$	$29,9_0$	29,7
$(C_4H_9)_3GeCH=CHGe(C_4H_9)_3$	$150/_{0,2}$	$1,479_8$	$0,995_8$	$60,7_6$	$60,9_8$	$10,9_8$	$10,9_6$	$28,2_5$	28,0
$(C_4H_9)_3GeCH=CHCH_2OH$	$105/_{0,2}$	$1,478_0$	$1,008_0$	$59,8_5$	$59,8_5$	$10,7_1$	$10,6_0$	$24,1_2$	23,9
$(C_4H_9)_3GeCH=CHC(OH)(CH_3)_2$	$120/_1$	$1,473_1$	$0,981_1$	$62,0_5$	$62,3_0$	$11,0_0$	$11,0_7$	$22,0_6$	22,1
$(C_4H_9)_3GeCH=CH-C(CH_3)=CH_2$	$98/_{0,3}$	$1,482_5$	$0,958_5$	$65,6_1$	$65,0_2$	$11,0_2$	$11,0_3$	$23,3_4$	23,1
$(CH_3)_2C(OH)-CH=C(Ge(C_2H_5)_3)-C(OH)(CH_3)_2$	$133/_{0,6}$	F 70°	–	$55,4_9$	$55,4_9$	$9,9_8$	$9,7_0$	$23,9_2$	23,8
$(C_7H_{15})Ge(CH=CH(CH_2)_4CH_3)_3$	$174/_{0,4}$	$1,479_8$	$0,919_1$	–		$11,7_5$	$11,7_0$	$15,6_6$	15,5

(1) M. Lesbre et J. Satge, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 471.
(2) M. Lesbre et J. Satge, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 783.
(3) P. Mazerolles et M. Lesbre, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2018.
(4) P. Mazerolles, *Thèse*, Toulouse, 1959, p. 25.
(5) A. D. Petiov, *Aufew. Chem.* 70, 1958, n° 16, p. 512.
(6) J. Satge, R. Mathis et M. Lesbre, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 131.
(7) J. G. Noltes, *Thèse T. N. O.*, Utrecht, 1958, p. 40.

(*Faculté des Sciences, Toulouse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les sulfites mixtes et leur comportement vis-à-vis du gaz chlorhydrique.* Note (*) de M. **Conrad Libermann**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le gaz chlorhydrique réalise la décomposition des sulfites mixtes organiques, autrefois attribuée à l'action de la chaleur. Certains sulfites sont dismutés en sulfites neutres, d'autres perdent une molécule de gaz sulfureux.

Pour vérifier les résultats de Bourgeois et Van de Casteele (1) qui, préparant les sulfites mixtes par l'action des chlorosulfites d'alcoyle sur les alcools, expliquaient leurs faibles rendements par une dismutation,

$$2\,RO{-}SO{-}OR' \rightarrow RO{-}SO{-}OR + R'O{-}SO{-}OR',$$

nous avons tenté de préparer ainsi le *sulfite d'éthyle et de n-butyle.* Après 48 h de contact, nous n'obtenions qu'un mélange, distillant de 28 à 85° sous 4-5 mm sans aucun palier net, quel que fût le mode opératoire. Seule l'utilisation de l'éther comme solvant nous a permis d'isoler une fraction, $É_4$ 46-47°, paraissant correspondre au sulfite cherché, ce qui s'accorde avec les remarques de Caserio (2) sur l'inactivité du ClH dans l'éther. Les résultats n'ont pas été meilleurs pour le *sulfite de méthyle et de β-chloroéthyle.* Dans le cas du *sulfite d'éthyle et de β-phényléthyle*, une rectification a permis d'isoler 9,5 % de la quantité théorique de sulfite mixte, $É_1$ 120-126°,5.

Par ailleurs, effectuée en présence de la quantité équimoléculaire de pyridine, selon Carré et D. Libermann (3) et Berti (4), la même réaction nous donnait aisément les sulfites de *méthyle et benzyle*, $É_{2,5}$ 103-109°, S %, calculé 17,20, trouvé 17,14; *méthyle et β-chloroéthyle*, $É_4$ 73-74°, S %, calculé 20,19, trouvé 20,00; *éthyle et benzyle*, $É_{1,3}$ 97°, S %, calculé 16,00, trouvé 16,06; *éthyle et n-butyle*, $É_2$ 46-49°, S %, calculé 19,28, trouvé 19,33; *éthyle et β-phényléthyle*, $É_{1,5\text{-}2}$ 110-116°, S %, calculé 14,95, trouvé 15,06; *n-amyle et allyle*, $É_2$ 73-76°, calculé %, S 16,66; C 50,00; H 8,33; trouvé %, S 16,58; C 49,46; H 8,35; *n-amyle et t-butyle*, $É_{2\text{-}3}$ 72-75°, calculé %, S 15,38; C 51,92; H 9,61; trouvé %, S 15,35; C 52,41; H 9,81. Le dosage du soufre était effectué par la méthode pondérale, après saponification et oxydation, selon Price et Berti (5), avec lesquels nous sommes d'accord sur les inconvénients de l'iodométrie.

Récemment, Berti (4) a réalisé une préparation facile des oléfines en appliquant aux sulfites mixtes la pyrolyse des sulfites neutres découverte par Carré et D. Libermann (6). Dulou et Botton (7) ont étudié cette méthode sur les sulfites terpéniques mixtes.

Tous les auteurs qui ont eu affaire aux sulfites mixtes ont attribué leur facile dismutation à l'action de la chaleur. Or, les distillations répétées, sous 1 à 2 mm, ne modifient en rien la courbe de distillation du sulfite

d'éthyle et de *n*-butyle et un chauffage de 30 mn à 150° sous 760 mm l'a laissé inaltéré, qu'il fût effectué ou non en présence de 5 % de pyridine. La chaleur n'est donc pas en cause.

D. Libermann ayant montré l'instabilité du sulfite de cyclohexyle [8] et des sulfites aromatiques [9] en présence de gaz chlorhydrique, celui-ci, produit de la réaction entre chlorosulfites et alcools, aurait pu être le responsable de la dismutation. Nous en avons donc saturé divers sulfites mixtes : il se produisait bien une réaction, qui dépendait de leur constitution. A cet égard, on peut les classer en deux catégories.

Dans la première, nous avons étudié les sulfites *d'éthyle et n-butyle, de méthyle et β-chloroéthyle* et *d'éthyle et β-phényléthyle*. Traités par le ClH, ils ne donnent plus, à la distillation sous vide, que 37 à 41 % du sulfite mixte initial. Les autres fractions contiennent jusqu'à 30 % de chacun des deux sulfites neutres correspondants. Dans le cas de tous ces sulfites, dérivant d'alcools aliphatiques ou aromatiques saturés primaires, le ClH a donc bien provoqué la dismutation, simple transestérification catalysée par les protons qu'il fournit.

Les sulfites mixtes de la seconde catégorie se conduisent différemment en présence de ClH et chacun a son comportement particulier. Carré et D. Libermann [3] avaient déjà montré que les alcools tertiaires et les alcools portant un noyau aromatique ou une double liaison en α formaient directement des chlorures d'alcoyle avec le chlorure de thionyle, sans produit intermédiaire décelable. Or, il s'agit précisément des alcools qui, possédant des électrons mobiles, ont tendance à former des ions carbénium particulièrement stables.

1° 15 g de *sulfite de n-amyle et t-butyle* perdent 5,5 g au bout de 20 mn de saturation par le HCl. Un piège à soude disposé sur le trajet des gaz dégagés a absorbé jusqu'à 0,9 mol de SO_2 par molécule de sulfite. Le résidu est exempt de soufre. Après plusieurs heures de contact, on le distille sous pression ordinaire.

Ce sulfite a formé de l'*isobutène* en présence de HCl, comme n'importe quel ester de *t*-butyle en cours d'hydrolyse [10] :

$$C_5H_{11}O{-}SO{-}OC(CH_3)_3 \xrightarrow{ClH} C_5H_{11}OH + SO_2 + \begin{matrix} CH_3 \\ CH_3 \end{matrix}\!\!>\!C{=}CH_2.$$

L'isobutène formé est recueilli dans un absorbeur à brome, où il se transforme en *dibromo*-1.2 *méthyl*-2 *propane*, calculé %, C 22,22; H 3,70; trouvé %, C 21,16; H 3,78. Sous l'action de la potasse alcoolique, ce corps libère un atome de brome sur deux [11], qu'on dose par argentimétrie, Br %, calculé 37,04; trouvé 38,97. La distillation des produits de saturation a donné effectivement 4 g d'*alcool n-amylique*, É 135°. (*Phényluréthanne* F 43°, calculé %, C 69,56; H 8,21; trouvé %, C 69,93; H 8,54.)

Quelques réactions secondaires forment de petites quantités de dérivés chlorés.

2° La saturation par le HCl du *sulfite de benzyle et d'éthyle* le décompose également. La soude recueille 60 à 80 % du SO_2 théorique. La distillation donne 60 % environ de la quantité théorique de *chlorure de benzyle*, liquide lacrymogène, É 173-175°, Cl %, calculé 28,06; trouvé 27,37. La réaction principale serait donc

$$RO-SO-OCH_2C_6H_5 + ClH \rightarrow ROH + C_6H_5CH_2Cl + SO_2.$$

3° La réaction du *sulfite de n-amyle et d'allyle* est plus complexe. La soude ne recueille que 6 à 8,5 % du SO_2 théorique. La distillation fournit 20 % de la quantité théorique d'une fraction, $É_{14}$ 124-135°, dans laquelle on reconnaît le *sulfite neutre de n-amyle*, S %, calculé 14,41; trouvé 14,52. D'autre part, un absorbeur à brome fournit du *chloro*-3 *dibromo*-1.2 *propane*, É 194° [Oppenheim, É 194-197° (12)], halogènes % : calculé 82,66; trouvé 80,80, dont la présence démontre celle du *chlorure d'allyle*.

La réaction principale serait donc une dismutation. Mais il se produit également, dans une mesure bien moindre, une décomposition avec départ de SO_2 affectant soit le sulfite mixte lui-même, soit les sulfites neutres formés par dismutation. Des deux sulfites neutres elle affecterait surtout le moins stable : le sulfite d'allyle.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Bull. Soc. Chim. de Belgique*, 36, 1927, p. 149.
(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4182.
(3) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 53, 1933, p. 1050.
(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1213.
(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1207.
(6) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1, 1934, p. 1248.
(7) *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 1337.
(8) *Nature* (London), 160, 1947, p. 903.
(9) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 18, 1951, p. 141 C.
(10) ALEXANDER, *Ionic organic reactions*, New York, 1950, p. 105.
(11) BUTLEROW, *Z. Chem.*, 1870, p. 524.
(12) *Lieb. Ann.*, « Supplément 6 », 1868, p. 373.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'oxydation du ter-butyl-2 indole par l'acide perphtalique.* Note (*) de Mlle **Marie-Andrée Colle** et M. **Serge David**, transmise par M. Raymond Cornubert.

On a montré auparavant ([1]) que cette oxydation conduisait à un mélange d'acide N-pivalyl anthranilique et de « composé I » $C_{12}H_{15}NO_2$, F 195°, jaune. Ce dernier s'isomérise dans la potasse à 10 % en composé III, F 225-227°, incolore.

Nous préparons directement le « composé III » par traitement alcalin de la fraction neutre de l'oxydation avec un rendement de 61 % ($C_{12}H_{15}NO_2$, calculé %, C 70,22; H 7,37; N 6,82; trouvé %, C 70,10; H 7,29; N 6,80). Nous avons pu également obtenir *le même composé* par action du magnésien du chlorure de butyle tertiaire sur l'isatine avec un rendement de 18 % par rapport à l'isatine. Les deux composés à comparer et leur mélange se comportent identiquement lorsqu'on les chauffe sur la platine d'un microscope. Les cristaux ont même aspect, soit après cristallisation dans le chloroforme (aiguilles), soit après précipitation par l'eau d'une solution méthanolique (tablettes rectangulaires), et les spectres infrarouge et ultraviolet (λ_{max}, 249 mμ; log ε, 3,75 et λ_{max} 288 mμ; log ε, 3,1) sont indiscernables. Par analogie avec la réaction connue d'autres magnésiens, nous considérons que la condensation du magnésien du chlorure de butyle tertiaire a conduit au ter-butyl-3 dioxindole (III) ($C_{12}H_{15}NO_2$, calculé %, C 70,22; H 7,37; trouvé %, C 69,98; H 7,05) et nous interprétons l'absence de bande OH longitudinale vers 3 600 cm^{-1} dans le spectre infrarouge du cristal par des liaisons hydrogène.

La formation rapide, à froid, de l'acide N-pivalyl anthranilique dans l'oxydation du ter-butyl-2 indole peut s'expliquer, dans le cadre de la théorie générale de Witkop, par addition de perphtalate sur C_2 d'une ter-butyl-2 indolénone intermédiaire (II). Il nous semble probable que le « composé I » se forme par hydratation du même intermédiaire et possède la structure (I). Le spectre ultraviolet du « composé I » (λ_{max}, 303 mμ; log ε, 3,55 et λ_{max} 380 mμ; log ε, 3,0) est voisin de celui des indoxyles. Dans le spectre infrarouge des cristaux, en suspension dans le Nujol, il n'y a pas de bande OH vers 3 600 cm^{-1}, comme dans le cas du « composé III » et probablement pour la même raison. La transposition (I) $\rightarrow$ (III), résultat des déplacements électroniques (IV), a déjà été observée dans le cas de deux analogues structuraux de (I) dans les mêmes conditions :

a. l'indoxanthate d'éthyle se transpose en milieu alcalin en carbéthoxy-3 dioxindole ([2]);

b. la phényl-2 indolénone (préparée par une méthode toute différente) se transpose en milieu alcalin en phényl-3 dioxindole ([3]). Il semble évident

qu'il y a dans ce cas une hydratation préalable pour donner l'analogue de (I).

Par réduction dans l'éther, au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium, du « composé III » obtenu à partir du ter-butyl-2 indole, nous l'avons converti avec un rendement de 39 % en un composé cristallisé, F 67°, dont la composition s'accorde avec la formule $C_{12}H_{15}N$ (calculé %, C 83,23; H 8,67; N 8,09; trouvé %, C 83,37; H 8,81; N 8,32). Il donne lentement une réaction positive avec le réactif d'Ehrlich et son spectre

II

I

III

IV

ultraviolet (λ_{max}, 282 mμ; ε, 7 840 et λ_{max} 224 mμ; ε, 33 000) est très voisin de celui du *n*-propyl-3 indole (λ_{max}, 223 mμ; ε, 33 800; λ_{max} 282 mμ; ε, 5 900; λ_{max}, 290 mμ; ε, 5 000) ([4]). Nous pensons qu'il s'agit du ter-butyl-3 indole encore inconnu. On a déjà signalé une réduction analogue du dioxindole proprement dit et du N-méthyl dioxindole ([5]).

Pour cycliser la phénylhydrazone de la pinacolone en ter-butyl-2 indole, nous avons trouvé que l'acide polyphosphorique remplaçait avantageusement le chlorure de zinc ([6]).

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) S. DAVID et J. MONNIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 1333.
([2]) A. BAEYER, *Ber.*, 15, 1882, p. 775; L. KALB, *Ber.*, 44, 1911, p. 1455.
([3]) L. KALB et J. BAYER, *Ber.*, 45, 1912, p. 2150.
([4]) J. B. BROWN, H. B. HENBEST et E. R. H. JONES, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 3172.
([5]) P. L. JULIAN et H. C. PRINTY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3206.
([6]) H. M. KISSMAN, D. W. FARNSWORTH et B. WITKOP, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 3948.

MINÉRALOGIE. — *Étude des complexes d'adsorption formés entre la montmorillonite-H et certains acides aminés. Isothermes d'adsorption à* pH 2 *et à* 20° C. Note (*) de Mme **Odette Sieskind**, présentée par M. Jean Wyart.

L'adsorption d'un acide aminé HOOC—R—NH_2 par la montmorillonite-H dépend de nombreux paramètres, en particulier du pH, de la concentration et de la nature de l'acide aminé ainsi que de la température.

Nous avons montré précédemment [1] que l'adsorption d'un acide aminé est d'autant plus importante que le milieu est plus acide; elle est maximale vers pH 2. C'est sous forme de cation $[HOOC—R—NH_3]^+$ que le produit organique est fixé sur l'argile.

Les isothermes d'adsorption permettent de déterminer la quantité maximale d'acide aminé susceptible d'être fixée par l'argile à température et pH constants. Nous les avons établies à pH 2 et à 20° C pour les composés suivants :

(*a*) Acide β-aminobutyrique ..... $HOOC—CH_2—CH(NH_2)—CH_3$
» γ » ..... $HOOC—CH_2—CH_2—CH_2—NH_2$
» ε-aminocaproïque ..... $HOOC—CH_2—(CH_2)_3—CH_2—NH_2$

Tous ces acides aminés ont leurs groupements fonctionnels séparés par deux atomes de carbone au moins.

(*b*) Glycocolle .... $CH_2(NH_2)(COOH)$

Alanine .... $CH_3—CH(NH_2)(COOH)$

Acide α-aminobutyrique .... $CH_3—CH_2—CH(NH_2)(COOH)$

Norvaline .... $CH_3—(CH_2)_2—CH(NH_2)(COOH)$

Les acides aminés de ce groupe ont tous leurs groupements —NH_2 et —COOH greffés sur le même atome de carbone (position α). Le mode opératoire suivant a été utilisé dans tous les cas :

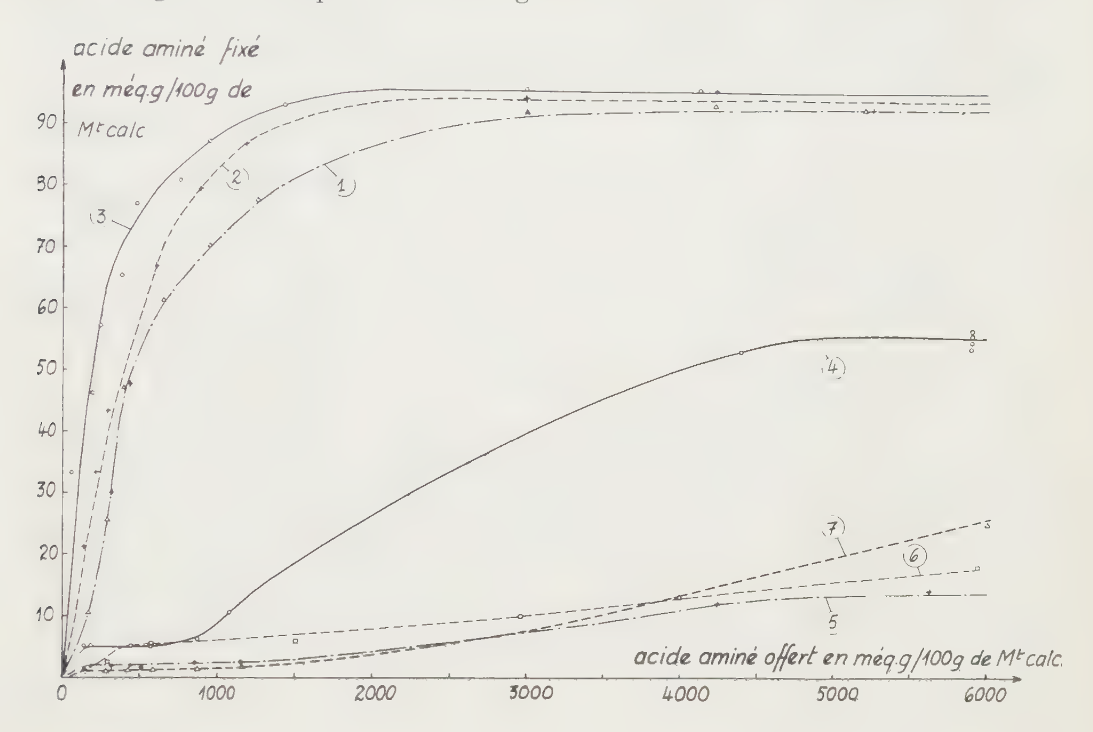
0,2 g de montmorillonite-H pulvérulente, préparée par électrodialyse, sont mis en suspension pendant 20 h dans 20 ml d'une solution d'acide aminé de concentration variable dont le pH est ajusté à 2 au moyen d'acide chlorydrique. Par un microdosage suivant la technique de Kjeldahl on détermine la teneur en azote de l'argile, après l'avoir séparée par centrifugation, lavée et séchée à 60° C.

Pour chaque composé étudié on trace l'isotherme en portant en abscisse la quantité d'acide aminé offerte, celle adsorbée par la montmorillonite

en ordonnée; ces quantités sont exprimées en milliéquivalents-grammes d'acide aminé par 100 g d'argile calcinée à 1000° C (*fig.* 1).

Ces isothermes peuvent être classées en deux catégories :

a. Celles qui tendent rapidement vers une asymptote d'ordonnée 90, valeur égale à la capacité d'échange de cation de la montmorillonite.



Elles représentent le comportement des acides aminés ayant leurs groupements —NH_2 et —COOH, soit aux extrémités de la chaîne carbonée, soit séparés par deux atomes de carbone au moins; la constante de dissociation basique K_b de ces composés est toujours supérieure à 3.10^{-11}.

Acides aminés.	Constante de dissociation basique K_b.	Acide aminé ads. pour 100 g Mt. calc. pour 6.10^3 méquiv-g offerts (méquiv-g).	Isothermes (*fig.* 1) n°
Acide β-aminobutyrique	3.10^{-11}	90	1
» γ »	5.10^{-11}	90	2
» ε-aminocaproïque	2.10^{-12}	90	3

b. Les isothermes qui n'atteignent pas de limite dans le domaine des concentrations utilisées.

Elles correspondent à l'adsorption de tous les acides α aminés; leurs constantes de dissociation basique sont comparables et de l'ordre de 10^{-12}.

Nous avons vérifié dans le cas de l'alanine que la quantité d'acide α aminé adsorbé est toujours inférieure à la capacité d'échange de cation de l'argile quelle que soit la concentration utilisée. La montmorillonite

n'adsorbe que 47 ± 3 méquiv-g d'alanine quand on la met en contact avec une solution saturée (20.10^3 méquiv-g offerts). On ne retrouve donc pas une adsorption massive telle qu'elle a été signalée par d'autres auteurs (²) qui déterminent la quantité d'acide aminé adsorbé par différence entre les concentrations des solutions avant et après contact avec l'argile; pour des concentrations aussi élevées les erreurs expérimentales deviennent importantes et risquent de masquer le phénomène d'adsorption.

Acides aminés.	K_b.	Acide aminé ads. pour 100 g Mt. calc. pour 6.10^3 méquiv-g offerts (méquiv-g).	Isothermes (*fig.* 1) n°
Glycocolle	$2 \quad .10^{-12}$	60	4
Alanine	2.5 »	15	5
Acide α-aminobutyrique	3 »	20	6
Norvaline	2.3 »	25	7

En résumé, l'adsorption des acides aminés à pH 2 par la montmorillonite est régie par la constante de dissociation basique (K_b) de ces composés. Seuls ceux dont $K_b > 3.10^{-11}$ sont facilement adsorbés et peuvent saturer la capacité d'échange de base. Les acides α aminés dont les K_b sont tous très voisins et beaucoup plus faibles, se fixent mal sur l'argile et la quantité adsorbée croît avec le poids moléculaire du corps organique. Toutefois le comportement du glycocolle ne suit pas cette règle, il se fixe beaucoup mieux que ses homologues supérieurs.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(¹) O. Sieskind et R. Wey, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1652.

(²) A. D. Mac Laren, G. H. Peterson et I. Barshad, *Soil Science Proceedings*, 22, n° 3, 1958, p. 239.

GÉOLOGIE. — *Sur la stratigraphie du Jurassique des environs de Malaga (Espagne).* Note de M. **Jacques Azéma**, présentée par M. Paul Fallot.

Dans le cadre d'une étude géologique de la région comprise entre Malaga et Velez Malaga, j'ai abordé l'étude des terrains secondaires reposant sur le Primaire schisteux (Dévono-Dinantien) du « Bétique » de Malaga.

Celui-ci est surmonté de Permo-Trias, composé essentiellement de grès et argilites rouge violacé, auquel fait suite une série dolomitique et calcaire, puissante d'une centaine de mètres au maximum. La partie supérieure de cette série carbonatée appartient [1] à divers termes du Crétacé et de l'Éocène, ce dernier connu depuis le siècle dernier.

Mais l'essentiel de la série dolomitique et calcaire appartient au Jurassique, comme M. Bertrand et W. Kilian [2] le soupçonnèrent lors de la « Mission d'Andalousie » et contrairement à l'opinion de M. Blumenthal [3] qui considéra l'ensemble comme éocène.

Je montrerai, ailleurs, que la complexité structurale de cette série sédimentaire est très grande : des laminages et des écaillages en empêchent l'analyse stratigraphique précise.

La succession stratigraphique synthétique ci-après n'est donc qu'indicative : elle se base principalement sur les coupes du Cortijo de Cantal [1] et du Cerro de San Anton.

Nous trouvons de bas en haut, au-dessus du Permo-Trias :

1. Dolomies massives noirâtres (observées à Rincon de la Victoria)..... 20 à 25 m
2. Dolomies grises dont la base, localement, comporte des alternances de marnes et de minces lits dolomitiques, et dont le sommet est massif .... 10 à 15 m
3. Calcaires argileux en petits bancs jaunes et roses, riches en minuscules quartz anguleux, avec horizon d'oolithes ferrugineuses...... 10 à 20 m max.
4. Calcaires compacts blancs, oolithiques ou pseudo-oolithiques....... jusqu'à 30 m
5. Calcaires bréchiques de couleur crème (quelques mètres).
6. Calcaires à grain généralement fin, grisâtres, roses ou verdâtres, avec traces de remaniements probablement sous-marins (de l'ordre d'une dizaine de mètres de puissance).

Au-dessus, viennent de minces niveaux calcaires et glauconieux, où j'ai pu caractériser en particulier le Berriasien à *Calpionella alpina*, *Tintinnopsella cadischiana*, etc., l'Albien à *Biticinella* cf. *breggiensis*, et le Sénonien à *Globotruncana fornicata*, *Gl. paraventricosa*, etc.

On peut interpréter comme suit cette série :

— les dolomies 1 et 2, dont les rapports relatifs restent inconnus, n'ont pu être datées. J'admettrais volontiers que 1 appartient au Trias et 2 au Lias inférieur; la base de ce dernier présentant en effet le faciès classique du Rhétien méditerranéen;

— les calcaires 3 montrent, en lames minces, des fragments d'Échinodermes et de Mollusques, quelques Foraminifères (*Lenticulina*) et Arénacés, et de probables Algues Chlorophycées (*Globochæte* sp.).

En un point situé à l'Ouest du San Anton, ces calcaires présentent des traces incontestables de remaniements sédimentaires : des blocs fossilifères, de l'ordre de 0,5 m^3, de ce calcaire jaune ou rosé sont englobés dans un ciment absolument identique mais sans fossiles. L'un de ces blocs a livré la faune suivante, que le Chanoine G. Dubar a déterminée. Elle montre un mélange de formes appartenant à divers horizons du Domérien et peut-être de l'extrême base du Toarcien (les représentants de chaque espèce sont toujours en petit nombre).

Domérien inférieur : *Protogrammoceras* cf. *pseudo-fieldingi* Fuc., *Pr.* aff. *isseli* Fuc., *Grammoceras fieldingi* Reynes, *Fuciniceras portisi* Fuc.

Domérien moyen : *Reynesoceras ragazzoni* Bett., *Arieticeras meneghinianum* Haas, *Ar. micrasterias* Mgh, *Ar.* cf. *algovianum* Oppel, *Ar.* sp., *Protogrammoceras* (*Agutarpites*) sp.

Domérien supérieur : *Naxensiceras timæi* Gemm., *N. naxense* Gemm., *Pleuroceras* sp. (aff. *solitarium* Simpson), *Lioceratoides* sp., *Emaciaticeras fervidum* Fuc.

Toarcien inférieur ? : *Dactyloceras* sp.

En outre, diverses formes de répartition moins précise ont été récoltées :

Cœloceras sp., *Pseudolioceras* sp. *Hildoceras sulcatum* Fuc., *Belemnites* sp., *Nautilus* sp., *Pecten hehli* d'Orb., *Rhynchonella* cf. *lubrica* Uhl., *Rh. zitteli* Gemm., *Rh. discoidalis* Parona, *Terebratula spheroidalis* Gemm., *Terebratula* cf. *de lorenzi* Böse, *Spiriferina apenninica* Canav.

Il résulte de cette liste que, dans un bloc fossilifère dont l'épaisseur totale ne dépasse pas 1 m, il y a une condensation extrême du Domérien tout entier et peut-être du Toarcien inférieur.

Une série analogue, montrant de la même façon des couches rougeâtres à la base de calcaires oolithiques, a été mise en évidence, lors d'une course en compagnie de M. Y. Peyre, à Comares, localité située à 30 km au Nord-Est de Malaga. Malheureusement, le mauvais état de conservation des échantillons qui, ici, présentent une patine brun rouge, n'a pas permis à M. G. Dubar d'établir s'il s'agissait du même niveau.

De plus, N. et Y. Peyre ont noté à la Sierra Espuña, à l'Ouest de Murcie ([4]), des particularités semblables.

— *Les calcaires oolithiques et pseudo-oolithiques* du niveau 4 ci-dessus ont seulement montré, au microscope, les mêmes débris organiques que les calcaires argileux 3 : des fragments d'Algues (Solénopores, etc.).

L'extrême sommet de la formation montre d'abondants *Globochæte alpina* (s. s.).

— *Les calcaires bréchiques de couleur crème* à grain fin (niveau 5) sont riches en « filaments » de calcite, considérés par Y. Peyre ([5]) comme des

sections de petits Lamellibranches et dont on sait l'abondance particulière au Dogger et à la base du Malm.

— *Les calcaires fins* (niveau 6) comportent des microfaunes de divers étages. Certains horizons, glauconieux et graveleux, sont riches en *Globochæte alpina*, en Crinoïdes et en *Saccocomidæ* (Kimmeridgien probable).

D'autres, parfois aussi glauconieux, le sont en : *Calpionella alpina*, *Stenosemellopsis hispanica*, très rares *Tintinnopsella carpathica* (limite Tithonique-Berriasien).

Ces calcaires représentent donc une partie, si ce n'est la totalité, du Malm moyen et supérieur.

Conclusion. — Les abords orientaux de Malaga révèlent ainsi une importante série jurassique jusqu'à présent inconnue ou à peine soupçonnée. Malgré son épaisseur relativement réduite, les faciès en sont assez divers. Les étages suivants ont été caractérisés :

Domérien-Toarcien inférieur, Dogger ou Malm inférieur, Malm supérieur infra-tithonique, limite Tithonique-Berriasien.

La plupart de ces étages ont des caractères relativement néritiques. Nous noterons à certains niveaux de fins apports détritiques (quartz) et, ailleurs, des produits de néogénèse impliquant des eaux agitées et peu profondes (glauconie, oolithes ferrugineuses).

Ainsi, comme au Crétacé ([4]), il y a dans les environs de Malaga une sédimentation de type « géanticlinal » dont on retrouve la trace dans l'ensemble des affleurements actuellement rapportés au « Bétique » de Malaga, depuis cette localité jusqu'aux abords de Murcie (Sierra Espuña).

(1) J. Azéma, M. Durand Delga et Y. Peyre, *Bol. Inst. geol. y min. de España* (sous presse).

(2) M. Bertrand et W. Kilian, *Mém. Acad. Sc.*, 30, n° 2, Paris, 1889.

(3) M. Blumenthal, *Ecl. Geol. Helv.*, 23, 1930, p. 41-293.

(4) N. et Y. Peyre, *Bol. Inst. geol. y min. de España* (sous presse).

(5) Y. Peyre, *Rev. Micropaléont.*, 2, 1959, p. 80-87.

GÉOLOGIE. — *La série métamorphique du synclinal de Sarras et ses rapports avec le granite des Cévennes septentrionales, à l'Ouest de Tournon (Ardèche).* Note (*) de M. **Maurice Chenevoy**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le synclinal de Sarras est entièrement constitué de termes très métamorphiques (gneiss des zones Z_2 et Z_1) reposant sur un socle migmatique. Le lambeau « épimétamorphique » de Saint-Barthélemy est, en réalité, fait de certains de ces termes puissamment laminés durant la mise en place du granite des Cévennes méridionales, qui pourrait représenter une reviviscence du vieux socle cristallin au même titre que celui de Guéret.

L'étude de l'albitisation [1] des métamorphites dans l'Est du Massif Central, en bordure du Rhône, m'a conduit à examiner les divers lambeaux [2] de « schistes quartzosériciteux et chloritoschistes » mentionnés sur la carte géologique au 80 000e entre Andance au Nord et le granite de Tournon au Sud [3]. Ces lambeaux, au nombre de 5 (Sarras, Sécheras, Saint Barthélémy, Plats, Alboussières), ont les caractéristiques suivantes :

A l'Ouest de *Sarras* affleurent des gneiss à deux micas reposant à l'Est en concordance sur un substratum de migmatites. A l'Ouest et à hauteur de Sarras, ils sont surmontés, également en concordance, par un granite à biotite et nodules de cordiérite, lité; ce litage correspond à celui des gneiss et de nombreux septas de ces derniers le soulignent; le contact est toutefois localement mylonitique. L'ensemble est incliné de 45 à 70° vers le Nord-Ouest. Plus au Sud, à hauteur d'Eclassan, le granite n'est plus lité, mais simplement orienté très régulièrement.

Le lambeau de *Sécheras* a la même constitution. A l'Est cependant, les gneiss à deux micas sont séparés du substrat migmatique par une mince frange de gneiss à sillimanite.

Le lambeau de *Saint-Barthélémy* est d'une nature toute différente. Il s'agit là d'une puissante série de roches massives alternativement claires et sombres, souvent finement stratifiées, dont l'aspect le plus marquant est le laminage extrême. Elle affleure au Nord-Est de Saint-Barthélémy, en croissant concave vers ce village, avec une puissance maximale de l'ordre de 500 m. Régulièrement inclinée à 45° vers l'Est-Nord-Est, elle s'appuie à l'occident en concordance sur le granite à biotite de Saint-Barthélémy dont la sépare une mince frange de gneiss à sillimanite étirés; à l'Est, elle se limite à une zone intimement plissée qui correspond à une brusque conversion des pendages : à partir de là, en effet, les couches s'inclinent régulièrement vers l'Ouest-Sud-Ouest en même temps que leur lithologie change; gneiss à deux micas coupés de niveaux amphiboliques ou leptyniques d'aspect localement migmatique se développent en effet largement, recouvrant des gneiss profonds à biotite et sillimanite (gneiss de Bonnevie).

Sur le plan pétrographique, plusieurs termes peuvent être distingués dans cette série :

— des *gneiss porphyroclastiques acides*, dont les grands cristaux laminés, fracturés, de muscovite et d'oligoclase baignent dans une fine pâte fluidale de quartz et de biotite, elle-même cataclastique. Le microcline se développe localement en phénoblastes bordés de myrmékite, cimentant les porphyroclastes plagioclasiques;

— des *gneiss porphyroclastiques basiques*, à biotite abondante, déformée, émiettée mais fraiche. Les gros cristaux d'oligoclase basique, ovalaires, montrent de larges fissures ouvertes de distension remplies par la fine pâte quartzo-biotitique;

— des niveaux subordonnés de *gneiss à hornblende* et andésine, ces éléments cassés et baignant dans la même pâte; des lits de gneiss à grenats fragmentés, dont les débris s'égrènent suivant la schistosité, d'autres à sillimanite, trémolite; certains enfin à grandes baguettes d'*andalousite* tardive, non déformée, qui enclave le quartz étiré.

En bref, les différents termes pétrographiques de la série ont comme caractéristiques communes :

— la fracturation, parfois même la dislocation et l'émiettement des gros cristaux de plagioclases, micas, hornblende, grenat, déformations qui ne s'accompagnent d'aucune altération;

— la présence d'une fine pâte faite de quartz étiré et de biotite en lamelles tordues, déchiquetées mais toujours fraîches. Cette pâte, dominante ou non, cloisonne et cicatrise les porphyroclastes;

— l'existence de minéraux non déformés, épars, dont certains enclavent des éléments étirés : biotite, tourmaline dans des poches quartzeuses, andalousite.

Remarquons encore que les gneiss à biotite-sillimanite intercalés entre la série laminée et le granite de Saint-Barthélémy, du type de ceux de Bonnevie, passent transitionnellement aux gneiss porphyroclastiques basiques par accentuation des phénomènes de déformation; il s'y développe des biotites non orientées et des noyaux de cordiérite. La limite gneiss à sillimanite-granite est floue, ce dernier acquérant progressivement d'Ouest en Est une schistosité concordante en même temps que les septas gneissiques s'y multiplient. Au-delà de la zone broyée limitant à l'Est la série laminée, les métamorphites contiennent les divers éléments qu'on retrouve à l'état de porphyroclastes dans cette série. Enfin, une traînée mylonitique à structure de brèche, ou tous les minéraux sont altérés, se voit au sein des assises laminées, concordante avec la schistosité de l'ensemble.

Le lambeau de Saint-Barthélémy tire ainsi son origine de l'intense déformation d'un ensemble complexe de schistes cristallins (gneiss à deux micas, amphibolites, gneiss à sillimanite) dans des conditions physiques correspondant au domaine de stabilité de la biotite. Des minéraux de néoformation sont apparus pendant et après ce laminage (biotite, andalousite), dus à une action de contact du granite voisin de Saint-Barthélémy dont la mise en place paraît ainsi à la fois syntectonique et tardive par rapport à l'édification de la série cristallophyllienne.

Le lambeau d'*Alboussières* a la forme d'une longue cuvette synclinale de direction Nord-Sud, symétrique, dont le cœur est fait de gneiss à deux micas reposant à l'Est comme à l'Ouest sur des gneiss grenus à biotite-sillimanite. Ces derniers prennent rapidement avec la profondeur un aspect migmatique, et passent transitionnellement à l'Ouest au granite à biotite

type Saint-Barthélémy. A l'Est, cet ensemble lithologique est recoupé obliquement par le granite de Tournon.

Le lambeau des *Plats* se situe en dehors du synclinal de Sarras. Il se réduit à une mince bande micaschisteuse mylonitique, redressée à la verticale en bordure du granite de Tournon.

De cet ensemble d'observations, on doit tirer les conclusions suivantes :

— Il n'existe dans le synclinal de Sarras aucun terme épimétamorphique, tel que séricitoschistes, chloritoschistes, etc., comparables aux schistes du Vigan. Les schistes cristallins qui le composent sont au contraire « profonds », se classant dans les zones de gneiss supérieurs et inférieurs de Jung et Roques, et en disposition tectonique normale.

— La base de cette série est, à l'Est comme à l'Ouest de l'axe synclinal, intimement et progressivement granitisée, ceci lorsque le synclinal est largement ouvert et symétrique; le granite qui se différencie alors est à grain moyen, riche en biotite, parfois prophyroïde ou à cordiérite. Localement toutefois ce granite monte dans la série, intrusif alors et subconcordant; sans perdre ses caractéristiques pétrographiques, il s'oriente sur ses bordures ou même devient lité; sa mise en place apparaît contemporaine — et est peut être à l'origine — de déformations tectoniques, qui se traduisent par un relèvement et un puissant laminage des couches gneissiques durant sa cristallisation et à son contact, suivis d'un dernier épisode de fracturation.

— Ces derniers faits suggèrent une édification tardive du granite des Cévennes septentrionales par rapport à celle de la série cristallophyllienne. Or ce granite n'est pas sans rappeler celui de Guéret, à l'autre extrémité du Massif Central, dont on sait la large postériorité par rapport au substrat métamorphique (4); l'hypothèse d'une reviviscence du vieux socle migmatique ne peut être ici écartée.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) M. Chenevoy, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1365.

(2) A. Demay, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 628.

(3) A. Demay, *Feuilles Saint-Étienne et Valence*, 2e éd.

(4) M. Chenevoy, *Mémoire Expl. Carte géologique*, 1958.

(*Laboratoire de Géologie appliquée, Faculté des Sciences, Lyon.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Sur les rapports de l'oligiste et de la sidérose dans l'hématite de Saint-Rémy (Calvados).* Note (*) de M. **Georges Courty**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le minerai de fer de Saint-Rémy, à structure oolithique, comprend, entre deux épisodes à caractère réducteur, un niveau oxydé; parce que le constituant essentiel du ciment comme des enveloppes est l'oligiste, que la sidérose ne revêt qu'une importance secondaire et que le rôle de la chlorite, extrêmement clairsemée, est quasi négligeable, ce niveau oxydé a reçu le nom d'hématite. Les enveloppes montrent, en section polie, une zonalité marquée : selon certaines ellipses concentriques, l'oligiste a cristallisé plus largement et des auréoles brillantes se détachent sur le reste de l'enveloppe. La plupart décrivent la totalité d'une ellipse, les autres se fragmentant, sur des secteurs assez restreints, en écailles discontinues, interrompues par des espaces plus sombres, comparables à ceux qui s'intercalent entre les auréoles. Celles-ci sont d'autant plus fréquentes, d'autant plus épaisses et d'autant plus complètes, qu'on se rapproche de la périphérie de l'enveloppe.

L'épaisseur des auréoles varie régulièrement avec les secteurs de l'ellipse : elle atteint un maximum selon le grand axe et un minimum selon le petit, avec toutes les valeurs intermédiaires. On observe souvent, dans les secteurs voisins du petit axe, une coalescence progressive des auréoles les plus épaisses, situées à la périphérie, et, dans les parties « impressionnées » ou les invaginations, un amincissement et un étirement des zones concentriques, tandis qu'on assiste à leur épaississement dans les replis convexes qui affectent parfois les enveloppes. Tout ceci est le résultat de la compaction qui s'effectue pendant la diagénèse.

Certaines enveloppes renferment aussi de la sidérose en auréoles grossières dont l'extension se limite à une portion restreinte d'ellipse qui souvent n'en atteint pas le quart. En épaisseur, ces auréoles correspondent à un certain nombre de zones successives d'oligiste; comme ce nombre, à mesure que chacune décrit une portion d'ellipse, est toujours variable, leurs contours présentent, dans le détail, une grande irrégularité qui contraste avec la parfaite régularité qu'offrent les contours des auréoles d'oxyde et souvent leur épaisseur s'annule de façon brutale. Ainsi l'apparence de zonalité elliptique, que semble revêtir la sidérose, dans sa répartition au sein des enveloppes, est-elle fort grossière. Parfois il s'agit presque de simples veinules dont chacune se place successivement sur des ellipses différentes et qui, par là, sont quasi indépendantes de la zonalité. Souvent, lorsque plusieurs auréoles se situent sur des ellipses assez rapprochées, elles finissent par fusionner en certains endroits; il est alors fréquent que la coalescence de chacune avec celle qui lui est immédiatement voisine,

selon la succession concentrique de l'enveloppe, s'étende sur plusieurs auréoles à la fois; il se forme ainsi une grande plage de sidérose à contours très capricieux où la zonalité, oblitérée, ne se manifeste plus que par l'extension inégale des diverses auréoles ou bien encore par la présence fréquente de séries elliptiques et discontinues de filets d'oligiste. La structure affectée ici par la sidérose montre que sa présence au sein des enveloppes est le résultat d'un phénomène de remplacement.

Dans beaucoup d'enveloppes qui renferment de la sidérose, on observe plusieurs auréoles et leur distribution y est souvent remarquable. Il est, en effet, assez fréquent qu'elles se groupent dans deux secteurs dont la bissectrice présente une direction assez voisine du grand axe. Quand l'amincissement des assises corticales, dans les régions avoisinant le petit axe, est beaucoup moins marqué d'un côté que de l'autre, une ou plusieurs auréoles souvent y apparaissent et il en est de même lorsqu'un repli secondaire provoque leur épaississement. Une telle distribution dans les secteurs de l'enveloppe qui ont subi le minimum de tension, c'est-à-dire, en somme, dans les secteurs en détente, indique que le remplacement en sidérose s'est effectué à la faveur de la compaction. Les fluides interstitiels renfermant du gaz carbonique dissous et présentant le caractère réducteur que leur confère le milieu de la diagénèse, pouvaient, grâce à une circulation plus facile, y opérer des transformations chimiques qui n'auraient pu se produire dans les secteurs plus comprimés, affectés d'une réduction importante de la porosité. Cette réduction de la porosité avait, sans doute, pour effet de ne permettre, en raison du faible apport de « substances réagissantes », que d'infimes déplacements de l'équilibre et, par ailleurs, de retarder, de façon considérable, la réalisation de tels déplacements, tant par l'établissement d'un état métastable, où la vitesse de réaction était pratiquement nulle ([1]), que par l'élimination restreinte de certaines des « substances résultantes » ([2]).

Il semble donc que cette métasomatose soit intervenue au début de la diagénèse, quand le sédiment n'était pas encore consolidé, et que des solutions pouvaient y circuler assez librement, d'autant plus que la réduction diagénétique cesse d'être opérante sous une faible épaisseur de sédiments surincombants ([3]) et que la matière qui a traversé cette épaisseur sans être affectée, de manière notable, par ce processus de réduction, ne saurait plus être transformée.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) P. Laffitte, *Introduction à l'étude des roches métamorphiques et des gîtes métallifères*, p. 245.

([2]) S. Glasstone, *Textbook of physical chemistry*, p. 1121-1123.

([3]) W. C. Krumbein et L. L. Sloss, *Stratigraphy and sedimentation*, p. 215.

(*Laboratoire de Géologie appliquée de l'École des Mines de Paris.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *La répartition des sédiments actuels sur les plates-formes continentales.* Note (*) de M. **Léopold Berthois**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les recherches sédimentologiques récentes montrent que les apports détritiques grossiers n'atteignent pas actuellement le bord externe des plates-formes continentales des océans.

Les travaux récents concernant la répartition des sédiments sur les plates-formes continentales des océans ont été remarquablement analysés par A. Guilcher (1) qui a signalé que la concordance des observations montrant la rareté des dépôts actuels sur leur bord externe avait plus qu'une valeur locale.

En effet, F. A. Van Baren et H. Kiel (2) ont montré que, sur la plate-forme de la Sonde, seules les pélites d'origine fluviatile sont l'objet d'un important transport en mer.

P. C. Scruton (3) conclut que la charge solide du Missisipi ne peut atteindre la mer qu'en période de hautes eaux et F. P. Shepard (4) note que l'épandage des matériaux sableux à l'Est du delta du fleuve est cantonné sur une aire relativement restreinte; il en résulte que les sédiments du bord externe de la plate-forme continentale ne sont pas actuels, mais holocènes inférieurs.

Dans cette même région, Ludwick et Walton (1957) confirment ces conclusions en constatant que les reliefs récifaux du Nord-Est du golfe du Mexique qui sont actuellement morts ne sont pas fossilisés. B. W. Koldewijn (5) attribue au Quaternaire le dépôt des sables grossiers du bord externe de la plate-forme au large de l'Orénoque. Le même avis est exprimé par D. J. G. Nota (6) qui écrit que la masse des pélites reste au voisinage de la côte, seuls les éléments pelitiques fins, en provenance de l'Orénoque, sont venus se superposer à des sables quaternaires grossiers.

H. Holtedahl (7) qui a étudié le bord externe du plateau continental au large des côtes de Norvège (région de Möre Romsdal) y a vu des dépôts glaciaires ou periglaciaires quaternaires faiblement remaniés par la mer et sans apport actuel notable. J'ai confirmé pleinement ces résultats en 1957 (8).

Enfin, Y. Le Calvez et moi-même (9) avons montré que la sédimentation actuelle est très lente sur la zone externe du plateau continental du golfe de Gascogne où existent fréquemment des sables grossiers dont l'origine ne peut être attribuée aux apports marins actuels.

Il s'établit donc un fait qui tend à régir la sédimentation actuelle sur toutes les plates-formes continentales : En général, la fraction grossière des apports terrigènes actuels n'atteint pas la zone de bordure externe, voisine du talus, sauf sans doute dans quelques cas où la plate-forme est

de largeur très réduite comme sur la côte méditerranéenne française [10]. La fraction fine qui s'y dépose est elle-même fort réduite.

Les recherches que j'ai entreprises sur les estuaires des cours d'eau à marée : la Loire, l'Ic, le Loc'h (en France) et le Konkouré (République de Guinée) ont mis en évidence l'existence d'une lentille d'eau profonde, immobile pendant une longue période du jusant : 3 à 7 h en Loire, 3 à 5 h dans le Konkouré.

Cette zone d'immobilité des eaux profondes qui résulte de l'équilibre dynamique entre la poussée des eaux du fleuve vers l'aval et celle des eaux océaniques vers l'amont [L. Berthois [11]] constitue une barrière infranchissable pour les sédiments grossiers transportés sur le fond par roulement ou saltation. Les pelites en suspension dans les eaux de surface se décantent partiellement au passage de cette zone que franchissent seulement les particules très fines de la tranche d'eau supérieure qui s'écoule en jusant au-dessus des eaux profondes stabilisées.

La lentille d'eau profonde en équilibre qui a des dimensions variables suivant les cours d'eau (7 à 9 km de longueur moyenne en Loire) subit des déplacements vers l'amont ou l'aval des fleuves en fonction de leur débit et de l'amplitude de la marée.

En période d'étiage et par grande marée de vive eau, elle peut être refoulée à plusieurs dizaines de kilomètres en amont de l'embouchure.

En période de crue du fleuve elle se rapproche de l'embouchure, qu'elle peut atteindre ou légèrement dépasser, comme dans le cas des fleuves à grands deltas. Mais, même dans ce cas, les pelites seules atteignent la haute mer, les sédiments grossiers se déposent près du littoral.

Il apparaît ainsi que la cause essentielle de la rareté des dépôts actuels sur la zone externe des plates-formes continentales est intimement liée aux conditions de l'équilibre fluvio-océanique dans les estuaires ou les deltas. En particulier, les sédiments grossiers sont déposés aux embouchures des fleuves et étalés par la mer près du littoral sans atteindre le large.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Guilcher, *Norois*, 21, 1959, p. 77-109.

(2) F. A. Van Baren et H. Kiel, *J. Sed. Petrol.*, 20, n° 4, 1950, p. 185-213.

(3) P. C. Scruton, *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 40, 1956, p. 2864-2952.

(4) F. P. Shepard, *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 40, 1956, p. 2537-2623.

(5) B. W. Koldewijn, *Reports of the Orenoco shelf expedition*, III, 1958 (*Thèse*, La Haye, 109 pages).

(6) D. J. C. Nota, *Reports of the Orenoco shelf expedition*, II, 1958, Wageningen, 58, (2), 98 pages.

(7) H. Holtedahl, *Univ. i Bergen Naturvit. rekke*, 14, 1955, 203 pages.

(8) L. Berthois, *Rev. Trav. Inst. Pêches marit.*, 21, (4), 1957, p. 485-554.

(9) L. Berthois et Y. Le Calvez, *Rev. Trav. Inst. Pêches marit.*, 21, (3), 1959, p. 327-377.

(10) J. Bourcart, C. Lalou et M. Gennesseaux, *Bull. C. O. E. C.*, 10, n° 3, 1958, p. 144-152.

(11) L. Berthois, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 947.

(*Laboratoire de Géologie et Hydrogéologie de l'École d'Agriculture de Rennes.*)

SÉISMOLOGIE. — *Nouveaux aspects des ondes* T.

Note (*) de M. **Louis Grinda**, présentée par M. Pierre Tardi.

Il est proposé un complément à la théorie des ondes T d'Ewing, Worzel, Press et Tolstoy, en ce qui concerne le problème du passage de l'énergie vibratoire du sol au chenal sonore sous-marin et le rôle capital des formes et des orientations du relief sous-marin dans les variations d'amplitude des ondes T.

De nombreuses observations d'ondes T faites à Monaco et consécutives à des séismes d'Afrique du Nord conduisent à proposer des compléments à la théorie de ces ondes, élaborée par Ewing, Worzel, Press et Tolstoy [1].

Cette théorie peut se résumer ainsi : Les ondes T sont des ondes séismiques continentales qui parvenant au fond de la mer se réfractent dans les sédiments puis dans l'eau et sont canalisées ensuite dans un chenal sonore sous-marin à l'extrémité duquel elles engendreraient des ondes continentales qui s'enregistreraient bien après les ondes préliminaires et superficielles ayant cheminé sous le fond de la mer. L'amplitude relativement forte des ondes T s'expliquerait par les propriétés du chenal sonore.

Cette théorie laisse dans l'ombre le problème du mécanisme du passage de l'énergie vibratoire du sol dans l'eau et de son acheminement dans le chenal sonore, problème qui se pose quand on sait que les rayons relevant d'un chenal sonore doivent être faiblement inclinés sur l'horizontale et que la réfraction par l'eau des rayons séismiques les rapproche de la verticale.

Elle n'explique pas les différences considérables d'amplitude des ondes T pour des séismes de caractéristiques semblables enregistrés à Monaco.

Nous proposons les solutions suivantes aux problèmes ainsi posés.

a. Mécanisme de passage de l'énergie vibratoire du sol au chenal sonore sous-marin. — Quand le foyer du séisme est proche d'un talus continental de pente sensible, les phénomènes se succèdent comme suit :

Admettons que ce talus soit plan et que sa pente soit α; qu'il soit constitué de roches compactes caractérisées par une vitesse des ondes élastiques de 5,5 km/s. Ces conditions idéales ne changent pas la nature des phénomènes. Considérons le rayon séismique continental d'inclinaison i. Il se réfracte dans l'eau selon un angle r et d'après la loi de Descartes :

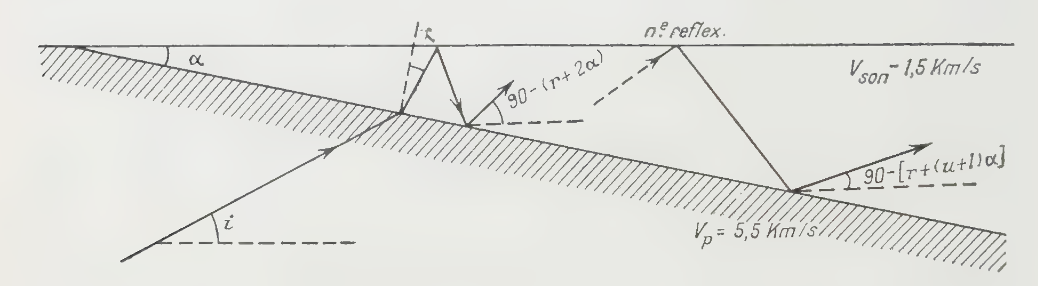
$$\frac{\sin[90-(i+\alpha)]}{5,5}=\frac{\sin r}{1,5} \quad \text{ou} \quad \frac{\cos(i+\alpha)}{5,5}=\frac{\sin r}{1,5}.$$

Pour tout rayon faisant avec le bord du talus un angle inférieur à 90° l'angle r est toujours inférieur à 15° 6. Ce rayon réfracté se réfléchit quasi totalement à la surface de la mer supposée plane avec un déphasage de π en perdant une quantité d'énergie très faible (2 à 3 ‰).

Ce rayon réfléchi atteint le fond sous une incidence de $r + 2\alpha$. Dès qu'elle est supérieure à l'incidence limite de 15° 6, le rayon subit une réflexion totale sur le fond avec un nouveau déphasage de π. Il se retrouve donc en phase avec le rayon continental originel. Son inclinaison est alors de $90 - (r + 2\alpha)$. Le même processus va se renouveler et l'on montrerait qu'après la N^ième réflexion à la surface le rayon réfléchi ensuite sur le fond aurait une inclinaison de $90 - [r + (n + i)\alpha]$.

Il arrive un moment où cette inclinaison est inférieure à l'angle d'ouverture du chenal sonore : le rayon y pénètre et s'y propage alors sans déperdition d'énergie.

Le séisme du 24 mai 1959, au Sud de Bougie, offre un exemple numérique de ce schéma. Les inclinaisons extrêmes des rayons séismiques atteignant le talus continental le plus proche étaient : $i_1 = 15°$ et $i_2 = 11°9$,



le foyer étant à la profondeur de 15 km et à une distance horizontale de 56 km de la côte, la pente moyenne du talus étant de 8°. Les valeurs de r étaient toutes comprises entre 14°5 et 14° 8. La première réflexion sur le fond était totale et le faisceau conique de rayons continentaux était devenu un faisceau de rayons sonores presque parallèles dont l'inclinaison était de 3°5 au 8ᵉ cycle de réflexions. Au cours de ces cycles les pertes d'énergie étaient dues à l'absorption ou au pouvoir réflecteur du fond, donc faibles.

Ce mécanisme montre que le flux d'énergie arrivant sur le talus continental est concentré dans une section plus faible dans l'eau d'où surintensité du champ sonore. Il suppose l'horizontalité de la surface de la mer. Si cette surface est agitée, une déperdition d'énergie se produit au cours de chaque cycle de réflexions et l'amplitude des ondes T en est réduite d'autant.

Si le fond de la mer a une pente nulle, les rayons renvoyés vers le fond par la surface se réfractent dans le sol, au moins partiellement, en perdant de l'énergie, si bien qu'après quelques cycles, l'énergie résiduelle est quasi nulle. Donc les ondes T ne peuvent se propager que si l'énergie vibratoire passe du sol dans l'eau par un talus de pente sensible.

b. Un facteur important de l'amplitude des ondes T. — Le rapport de l'amplitude des ondes T à celle des ondes P varie de 1 à 50 pour les cas observés à Monaco. Il est de 1 pour les séismes du 8 mai et du 5 juin 1955 dans la région de Ténès, de 2 pour le séisme de Tunisie du 20 février 1957

et de 50 pour le séisme du 24 mai 1959 au Sud de Bougie. Pour ces séismes qui présentent des trajets d'onde de longueurs voisines, ce rapport, qui, en outre, dépend très peu de l'intensité du séisme, varie donc dans des proportions considérables.

Ces variations s'expliquent d'une façon évidente quand on examine sur la carte bathymétrique de la Méditerranée (2) le rayonnement dans la direction de Monaco des surfaces immergées mises en vibration par les ondes séismiques continentales. L'exemple étonnant du 24 mai 1959 fait apparaître le rôle déterminant de la plate-forme continentale du golfe de Bougie approximativement perpendiculaire au plan du grand cercle passant par le foyer et par Monaco, de forme presque plane, longue de 50 km et large de 15.

Si l'on établissait le diagramme de rayonnement de cette plate-forme, étant donné les longueurs d'onde en cause, on trouverait un lobe axial étroit. Cette concentration d'énergie dans cette direction combinée au processus de retour vers l'horizontale des rayons séismiques sous-marins explique donc fort bien les fortes amplitudes des ondes T observées.

Le 20 février 1957, les surfaces réduites de la plate-forme du cap de Fer, face à Monaco et du fond du golfe de Bône, compte tenu de la perturbation apportée par les hauts fonds de Sardaigne, sont bien en rapport avec les amplitudes des ondes T.

Quant au 8 mai et 5 juin 1955, la plate-forme infléchie au large du cap Caxine bien orientée par rapport à Monaco sur une surface très exiguë ainsi que le rayonnement latéral du golfe de Bougie attaqué en oblique, justifient l'amplitude relativement faible des ondes T de ces deux séismes.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Bull. Séism. Soc. Améric.*, janvier 1950, p. 25; janvier 1952, p. 37.

(2) Le Musée Océanographique de Monaco a publié une carte bathymétrique de la Méditerranée au 1/1 000 000e.

SÉISMOLOGIE. — *Sur les signaux séismiques de longue période obtenus lors du test nucléaire de Reggane, le 13 février 1960.* Note (*) de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Francis Perrin.

L'explosion nucléaire du 13 février 1960 près de Reggane a fourni à El Goléa une onde séismique de surface type Rayleigh très conforme aux prévisions théoriques pour une excitation par impulsion. A Tamanrasset, sur terrain granitique, on a observé seulement une composante verticale.

L'opinion a été récemment, à la suite notamment des résultats publiés par J. Oliver, que la réception des ondes de Rayleigh se propageant à la surface de la terre pouvait offrir des signaux permettant d'identifier les explosions. Nous avons, en conséquence, pris le parti d'équiper deux stations à El Goléa et Tamanrasset, dans des directions à peu près rectangulaires vis-à-vis du point d'explosion du test du 13 février 1960, proche de Reggane.

Trois séismographes longue période ont été montés dans chacune de ces stations, appareils dont la partie mécanique a été prise sur des séismographes Sprengnether, exploitant le principe de la suspension de J. La Coste, mais suivis d'un amplificateur électronique aboutissant à un enregistreur à plume, dont les caractéristiques n'interviennent pas dans la courbe de réponse de l'appareil. La période propre des appareils était réglée à 30 s, leur amortissement à peu près critique. Leur réponse, dans ces conditions, est celle d'un système oscillant simple amorti, à peine modifiée par la courbe de réponse en amplitude et en phase de l'amplificateur électronique. Il est facile de rendre celle-ci fidèle dans la gamme de fréquence désirée, et en outre de couper sérieusement les périodes envahies par les microséismes (vers 6 s). Dans ces conditions, on obtient des enregistrements vraiment purs.

Nous avons trouvé à El Goléa, comme à Tamanrasset, des signaux de période de 16 s, rapidement amortis, ne s'étendant guère sur plus de deux périodes.

A El Goléa (sur du sable), nous avons enregistré un mouvement vertical dont la double amplitude atteint 14 mm, soit en divisant par le gain de l'appareil, 75 000 à cette fréquence, un mouvement de la terre d'amplitude conventionnelle d'environ 1000 Å, ou 10^{-5} cm.

Sur le séismographe horizontal radial, on trouve une amplitude de 1,93 fois plus faible. Le mouvement horizontal (h) est en avance très régulière d'un quart de période sur le mouvement vertical (v) et la reconstitution de la trajectoire d'une particule (*fig.* 1) correspond très bien à l'onde de Rayleigh impulsionnelle telle que décrite théoriquement, au moins dans des cas simples, par L. Cagniard (1).

Une question importante est celle du mouvement sur le séismographe

horizontal transverse : l'attaque de la terre par une explosion est à symétrie radiale. Si la terre avait aussi la même symétrie radiale, dans sa structure, on ne devrait pas trouver d'onde de cisaillement transversale (onde de Love). Or nous lisons sur le séismographe tangentiel un mouvement presque parfaitement en phase avec celui du radial, mais d'amplitude au moins quatre fois plus faible. Il est hors de doute qu'une onde de Love importante n'a pu être engendrée à l'origine, cette déviation de la direction du mouvement horizontal est donc caractéristique des structures géologiques.

A Tamanrasset (sur du granite), malgré la distance accrue (686 km contre 556 km), nous trouvons la même onde très pure sur le séismographe vertical, avec la même amplitude qu'à El Goléa. Par contre, aucune onde sensible à cette période n'est décelable sur les deux séismographes horizontaux radial et transverse.

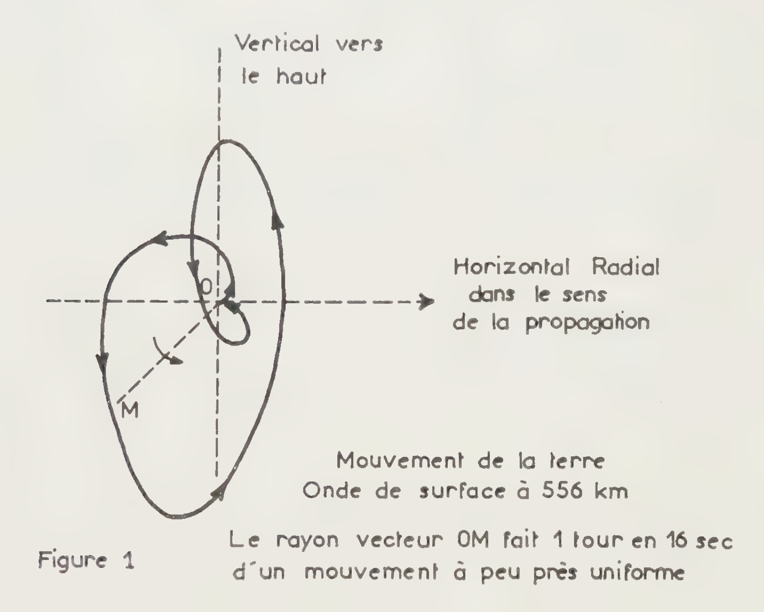


Figure 1

Il s'agit cependant bien de la même onde qu'à El Goléa car sa vitesse de propagation, à partir de l'origine, est sensiblement la même pour les deux stations. Elle vaut très sensiblement 2,97 km/s pour El Goléa et 3,12 km/s pour Tamanrasset. Or, on trouve des vitesses de cet ordre dans la littérature pour des ondes de Rayleigh continentales ayant cette période [2].

Probablement l'amplitude verticale augmentée et horizontale à peu près annulée à Tamanrasset est une conséquence d'une structure où il n'y a plus de terrain sédimentaire à la surface. Déjà, à El Goléa, le rapport des amplitudes verticale/horizontale est trop grand pour l'onde classique à la surface d'un milieu homogène indéfini, et exige l'appel à des couches stratifiées.

En conclusion, malgré des complications de détail, la réception d'une onde de Rayleigh aussi caractéristique et le fait qu'une composante transverse n'apparaît pas à un niveau bien gênant, viennent à l'appui de l'idée que cette détection par ondes longues est importante pour le contrôle des explosions nucléaires. Néanmoins, pour tirer un plein parti des signaux, il faudrait multiplier les stations, tout comme pour les séismographes courte période, ne serait-ce que pour obtenir une direction d'arrivée en un point.

Signalons encore que :

a. Une station semblablement équipée en France (2 500 km) n'a pas eu de signaux (obstacle de la Méditerranée).

b. L'arrivée des ébranlements atmosphériques un temps de l'ordre d'une demi-heure après l'explosion a provoqué un mouvement séismique sensible et prolongé en longues périodes.

Les stations dont il a été question dans cette Note sont celles du Commissariat à l'Énergie Atomique. Montées en un temps record, elles ont profité des conseils de M[lle] Beaufils et du travail d'une excellente équipe qui a créé le matériel.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) L. Gagniard, *Réflexion et réfraction des ondes séismiques progressives*, Gauthier-Villars, Paris, 1959, *voir* les figures, p. 177 et 178.

(2) Ewing, Jardetzky, Press, *Elastic Wawes in layered Media*, Mc Graw Hill, 1957, p. 197.

MYCOLOGIE. — *Sur l'apparition régulière d'un « mutant » infectant chez un Champignon du genre* Pestalozzia. Note (*) de M. **Jean Chevaugeon** et Mme **Christiane Lefort**, présentée par M. Roger Heim.

Les souches sauvage et mutantes du *Pestalozzia* aff. *annulata* présentent une variation sectorielle identique qui apparaît comme une forme différenciée succédant à la forme de jeunesse. Cette différenciation est contagieuse, des migrations nucléaires ne sont pas en cause, mais son apparition et son maintien dépendent étroitement du génotype et de l'état des noyaux.

La souche de *Pestalozzia* aff. *annulata* B. et C. étudiée ici a été isolée de la jeune tige d'un Quinquina en Guinée. C'est un champignon imparfait dont les organes de dissémination sont des conidies réunies, par milliers, en acervules. Chaque acervule s'édifie par ramification et cloisonnement intenses d'un filament unique. La conidie permet d'obtenir aisément un mycélium homocaryotique : elle ne reçoit du conidiophore qu'un seul noyau avant de s'en séparer par une cloison et, bien qu'elle soit pluricellulaire à maturité, habituellement seule la cellule basale émet un tube germinatif.

Le thalle issu d'une telle conidie présente un rythme de croissance spontané ([1]) dont la période est de 57 h, à 26°, sur un milieu gélosé et malté à 2 % : les hyphes aériennes, dressées et blanches, sont alternativement nombreux et rares et forment des vagues concentriques épaisses séparées par des anneaux plus minces.

L'irradiation des conidies par les rayons X nous a permis d'obtenir plus de 30 mutants qui diffèrent de la souche sauvage surtout par la vitesse de croissance et par la durée de la période, quelquefois par la disparition du rythme. Nous possédons également ces mutants sous forme de mycélium homocaryotique.

Sur tous les thalles de la souche sauvage et sur ceux de la plupart des mutants on observe des secteurs modifiés, plusieurs par boîtes de Pétri, qui présentent toujours les mêmes caractéristiques. Ces secteurs apparaissent nettement en arrière de l'avance extrême des filaments. Le mycélium dressé ne se forme plus; les hyphes sont tous couchées ou immergées et la zonation devient peu perceptible; leurs articles se pigmentent de jaune et communiquent au secteur une teinte rousse. Enfin, le secteur présente une forme particulière : il s'élargit et enveloppe progressivement une part très importante du thalle, bien que sa vitesse d'extension radiale ne soit pas altérée.

La haute fréquence de cette modification spontanée et la forme des secteurs modifiés nous ont incité à en entreprendre l'étude. Elle nous a conduit aux observations suivantes :

1° La fréquence de la modification peut être mesurée par le nombre de secteurs visibles sur chaque thalle à la fin de la première période de

croissance. Dans des conditions expérimentales données, cette fréquence est constante, proche de 0,5 secteur, à 26°, sur malt à 2 %. Elle varie très largement chez les divers mutants obtenus par irradiation : l'un d'eux n'a jamais présenté la modification alors que chez d'autres elle survient tellement tôt que l'état modifié est le phénotype habituel.

2° On peut entretenir cet état modifié par des repiquages successifs jusqu'à ce que la sénescence les interdise. Il se maintient stable si les semis comportent de nombreux filaments prélevés sur une culture jeune et à quelque distance des extrémités en croissance.

3° Au contraire, les semis pris dans un thalle transformé et constitués soit par des extrémités en croissance, soit par un nombre réduit d'articles d'un filament quelconque, soit par une masse mycélienne importante mais âgée, conduisent à un mycélium normal.

4° Les semis de conidies propagent les caractères sauvage ou mutant

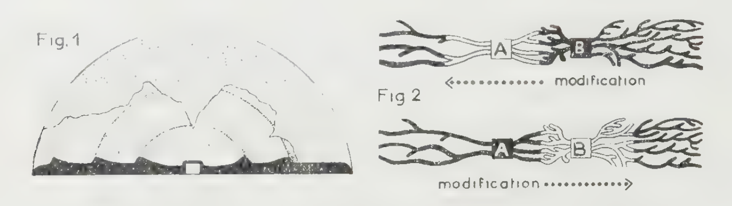


Fig. 1. — Apparition spontanée de secteurs contagieux.
Fig. 2. — Infections expérimentales réciproques entre thalles de deux souches A et B (le mycélium modifié est figuré en traits pleins).

de la souche qui les fournit mais ne transmettent jamais la modification étudiée ici. On observe toujours successivement la forme de jeunesse et la forme modifiée, quel que soit l'état, normal ou modifié, du mycélium qui a porté les acervules.

5° Le caractère modifié est contagieux, ce qui explique la forme des secteurs :

a. Si l'on ensemence parallèlement une bande de mycélium modifié et une bande de mycélium normal, la modification se manifeste, après l'entrée en contact et l'anastomose des deux cultures, sur une ligne continue au sein du thalle normal. Les semis prélevés au sein du thalle receveur montrent que la contagion progresse à travers le mycélium normal de la souche sauvage à une vitesse voisine de 2,5 mm/h à 26°, soit 10 fois supérieure à celle de l'extension des filaments.

b. On peut « marquer » la culture infectante et la culture à infecter en utilisant la souche sauvage (normale ou modifiée) et un mutant obtenu par irradiation. Le même phénomène s'observe. De plus, le mycélium modifié par contagion conserve ses autres caractères sauvages ou mutants, sans jamais acquérir ceux du donneur, comme en attestent de nombreux semis d'hyphes ou de conidies.

Discussion. — Ces divers aspects d'un phénomène dont l'étude se poursuit

appellent dès maintenant quelques remarques. Certaines observations, l'existence même des secteurs, la possibilité de maintenir le caractère modifié par voie végétative, seraient compatibles avec l'idée que la modification représente une mutation banale à fréquence élevée. D'autres ne la font pas rejeter catégoriquement si l'on admet en plus une migration de noyaux mutants dans le mycélium normal : on expliquerait ainsi la forme des secteurs. Les conidies pourraient n'être produites que sur des articles non modifiés ou redevenus normaux à la suite de la mutation réverse.

Mais plusieurs faits sont incompréhensibles sous cet angle, notamment l'obtention de thalles normaux à partir d'extrémités d'hyphes en croissance ou de filaments courts quelconques pris dans une culture modifiée. Enfin les résultats des infections réciproques utilisant des souches marquées ne s'accordent manifestement pas avec cette conception. Au contraire, les phénomènes signalés ici rappellent étrangement ceux décrits par Sharpe chez un *Aspergillus* ([4]). Ils se rapprochent également de ceux relatifs à la sénescence du *Podospora anserina* ([2]) et à la réversion, chez ce même organisme, des souches s^s vers s([3]).

Dans tous ces cas, le caractère contagieux peut être mis en évidence sans qu'intervienne une hétérocaryose banale consécutive à une migration nucléaire. Une part au moins du phénomène s'accomplit au sein du cytoplasme, mais il n'est pas évident que cette part soit l'apparition ou l'activation de particules cytoplasmiques autoreproductibles.

A ce sujet, quelques-unes des observations rapportées ici méritent une attention toute spéciale. L'état modifié n'est jamais originel; il apparaît comme une forme différenciée faisant suite à l'état de jeunesse. Et ce n'est là qu'un cas particulier d'un phénomène plus général : chaque fois qu'on ensemence un prélèvement suffisamment petit pour que tous ses noyaux se divisent, la différenciation cesse d'être transmise et, sans doute, disparaît. Rappelons aussi que la différenciation est perdue lorsque les semis sont constitués uniquement de filaments très âgés.

Il serait évidemment intéressant pour une compréhension plus complète de ces phénomènes d'étudier des cas, où, comme chez le *Podospora anserina*, le facteur cytoplasmique infectant peut être mis en relation directe avec des gènes précis. Mais il est dès maintenant acquis que de telles modifications morphologiques ne sont pas exceptionnelles. Nous en avons reconnues chez des Champignons appartenant aux groupes systématiques les plus divers.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. Chevaugeon, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1381.
(2) D. Marcou et J. Schecroun, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 280.
(3) G. Rizet et J. Schecroun, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2392.
(4) H. Sharpe, *Proc. Roy. Soc.*, B, 148, 1958, p. 355-359.

(*Faculté des Sciences de Paris-Orsay, Service de Botanique, Laboratoire de Génétique physiologique du C. N. R. S.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les nucléoles chez l'*Agrimonia eupatoria *L.* Note (*) de Mme **Renée Phelouzat**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le nombre des nucléoles contenus dans le noyau varie avec l'état méristématique des cellules observées : trois ou quatre nucléoles pour les méristèmes en activité mitotique, un ou deux nucléoles pour les méristèmes au repos et les tissus parenchymatisés. Les images de télophase permettent de retenir les nombres 3 et 4 comme caractéristiques de l'espèce.

Le point végétatif de l'*Agrimonia eupatoria* L. a été décrit précédemment ([1]). Dans ce méristème la zonation, établie en rapport avec le fonctionnement, délimite des territoires dont les caractères méristématiques présentent des différences sensibles. L'observation du nombre des nucléoles dans les noyaux de ces régions apporte des résultats intéressants :

— dans l'anneau initial (*fig.* 1) en cours ou en fin de régénération, les cellules possèdent dans leur noyau, très souvent, trois ou quatre nucléoles, parfois cinq (le diamètre, mesuré sur des fixations au Regaud, varie de 0,4 à 2,3 μ). Il en est de même pour les initiums, les primordiums foliaires et les régions méristématiques des feuilles en croissance;

— dans le méristème médullaire, le nombre est plus faible, tantôt un, tantôt deux ou trois. Il n'y a pas de nombre prédominant (diamètre de 0,7 à 2,3 μ);

— dans le méristème d'attente (*fig.* 2), le plus souvent un seul, quelquefois deux nucléoles sont présents (diamètre de 1,2 à 2,3 μ);

— dans le méristème axillaire (*fig.* 3), au stade de l'initium gemmaire localisable à la base de l'anneau initial régénéré, le noyau ne renferme qu'un seul nucléole, plus rarement deux (diamètre de 1,7 à 2,5 μ);

— dans le procambium (*fig.* 4, *pro*) où les noyaux sont très allongés, il y a le plus souvent trois ou quatre nucléoles et assez fréquemment cinq (diamètre de 0,6 à 2,2 μ);

— enfin, dans les tissus en voie de différenciation (*fig.* 4, *par*) qui entourent ces régions méristématiques, on ne rencontre, en général, pas plus de deux nucléoles (diamètre de 0,7 à 1,5 μ).

Ainsi cette étude met en évidence que *les tissus parenchymatisés possèdent dans leur noyau un ou deux petits nucléoles. Les tissus méristématiques au repos* (méristème d'attente, initium gemmaire) *possèdent un ou deux gros nucléoles par noyau et les tissus méristématiques en activité mitotique* (anneau initial, procambium, méristème des feuilles en croissance) *présentent trois, quatre et cinq nucléoles de taille variable.* Le méristème médullaire prendrait une place à part dans ce groupe; c'est un tissu en activité mitotique, mais les cellules sont assez différenciées, le nombre des nucléoles y est faible, peut-être en raison de la dispersion des caryocinèses.

Dans l'évaluation de l'intensité méristématique, on considère généralement la taille des nucléoles. Pour les espèces à un seul nucléole, le diamètre le plus important se rencontre dans les cellules les plus méristématiques. Chez l'Aigremoine, nous avons comparé le volume nucléolaire réalisé dans cinq cellules du méristème d'attente (au nucléole unique le plus souvent) à celui réalisé dans cinq cellules de l'anneau initial (aux nucléoles multiples).

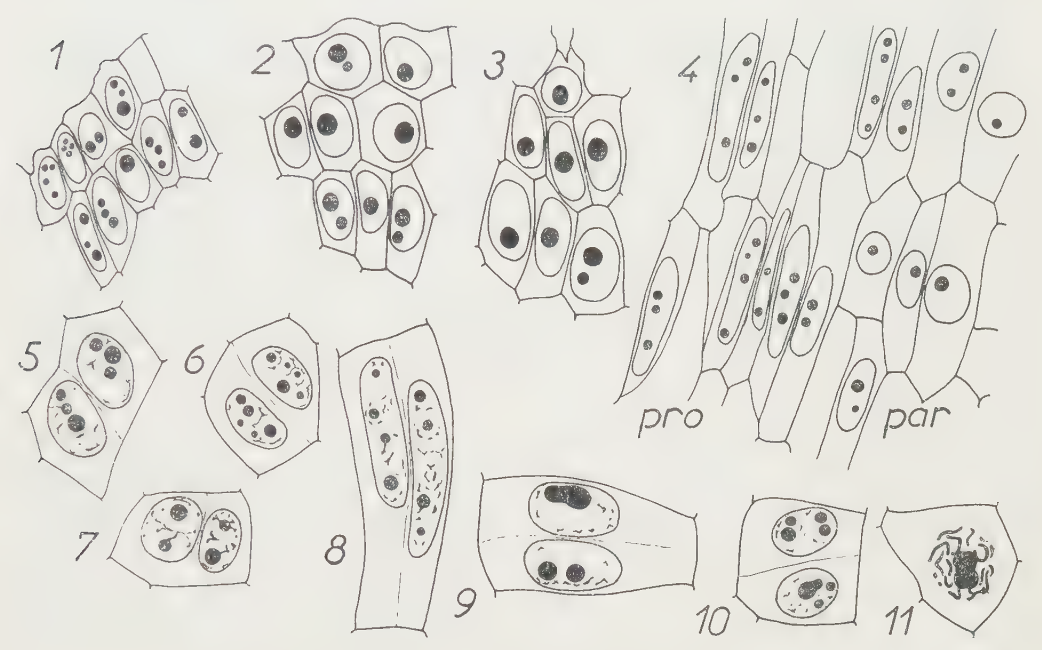


Fig. 1 à 4. — Tissus d'un point végétatif (Regaud-hématoxyline, G × 2 500).
Fig. 1 : cellules de l'anneau initial en cours de régénération (nucléoles multiples); fig. 2 : méristème d'attente et fig. 3 : initium gemmaire (un ou deux gros nucléoles); fig. 4 : procambium (*pro*) (nucléoles multiples) et tissus en voie de parenchymatisation (*par.*) (un ou deux petits nucléoles).
Fig. 5 à 10. — Noyaux en fin de télophase (Navachine-hématoxyline) dans une germination.
Fig. 5 : cellules du méristème médullaire; fig. 6 et 7 : anneau initial ; fig. 8 : procambium; fig. 9 : épiderme d'une ébauche foliaire; fig. 10 : assise sous-épidermique d'une ébauche.
Fig. 11. — Prophase dans le segment d'une ébauche.
(Remarquer la relation nucléole-chromosome sur les figures 7, 8 et 11.)

Ce volume ($4/3\,\pi r^3$, avec $r^3 = 8{,}36\,\mu^3$ dans la première évaluation et $r^3 = 3{,}78\,\mu^3$ dans la seconde) apparaît être plus important dans le méristème d'attente, territoire jugé moins méristématique par les autres données cytologiques. De Mol (2) avait remarqué que le volume nucléolaire d'un noyau à un seul nucléole est toujours supérieur au volume nucléolaire d'un noyau à plusieurs nucléoles. Ainsi chez l'Aigremoine, en accord avec les critères cytologiques, *ce serait le nombre et non pas la taille des nucléoles qui serait susceptible de donner une indication pour les caractères méristématiques.*

D'autre part, il est admis que les nucléoles prennent naissance à partir

« d'organisateurs nucléolaires », régions spécialisées de chromosomes définis. Gates ([3]) considère que le nombre des nucléoles, caractéristique de l'espèce, doit être recherché à la télophase, ce nombre se réduisant à un par fusion durant l'interphase. Il est donc intéressant de rechercher ce nombre chez l'Aigremoine. L'observation de jeunes germinations en intense activité mitotique a permis de relever des images très nombreuses de télophase. Les figures 5, 6, 7 et 8 montrent que l'on retrouve *dans les deux cellules filles le même nombre de nucléoles.* Pour les figures 9 et 10, on peut alors interpréter le nucléole bosselé comme résultant de la fusion de deux nucléoles voisins. Le nucléole quatre fois lobé de la prophase (*fig.* 11), pourrait, peut-être, être interprété comme un début de fragmentation nucléolaire, car les nucléoles, à l'interphase, ont le plus souvent un contour régulier. Ainsi, la fragmentation et la fusion nucléolaire seraient des phénomènes réversibles. *Trois et quatre nucléoles sont les nombres les plus fréquemment retrouvés à la télophase, il y aurait trois ou quatre organisateurs nucléolaires.* Mais il faudrait supposer des cas de fusion précoce dans les exemples à deux nucléoles et des cas de fragmentation possible dans les exemples à cinq nucléoles.

Conclusion. — C'est dans les cellules les plus méristématiques d'un point végétatif que l'on rencontre le nombre le plus élevé de nucléoles. Les interphases doivent y être courtes et les phénomènes de fusion nucléolaires n'ont pas le temps de s'y produire, alors que dans les territoires en repos mitotique la fusion aboutit à la présence d'un seul volumineux nucléole. Il est possible aussi que des qualités particulières au noyau amènent cette fusion extrême.

Le volume nucléolaire est toujours plus élevé dans le méristème d'attente que dans l'anneau initial. Mais dans les deux cas ce volume reste supérieur à celui réalisé dans les tissus parenchymatisés.

En général, le même nombre de nucléoles se retrouve dans les noyaux issus d'une télophase. Le nombre d'organisateurs nucléolaires pourrait être de trois ou quatre.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2525.

([2]) *La Cellule*, 38, 1928, p. 6-67.

([3]) *Bot. rev.*, 8, 1942, p. 337-409.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude expérimentale du développement anticipé des bourgeons axillaires de* Fagus silvatica. Note (*) de Mme **Madeleine Codaccioni**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La suppression des méristèmes terminaux provoque, à partir de bourgeons imparfaitement constitués, la production de pousses qui présentent une augmentation du nombre des feuilles et une réduction du nombre des écailles pouvant aller jusqu'à leur suppression complète.

Les bourgeons de *Fagus silvatica* comportent une vingtaine d'écailles et de trois à cinq ébauches de feuilles accompagnées de leurs stipules (*fig.* I). La croissance du Hêtre est essentiellement terminale. On peut distinguer deux sortes de pousses d'arbre : les unes dites *pousses principales* sont issues du développement d'un même méristème depuis plusieurs années, les autres dites *pousses latérales* ont été produites par des bourgeons axillaires.

Sur les pousses principales la constitution complète des bourgeons axillaires se fait en même temps que celle du bourgeon terminal. Sur les pousses latérales les méristèmes gemmaires restent au stade de quelques ébauches d'écailles. Leur constitution complète demande plusieurs années et parfois n'est jamais atteinte. Ce sont de véritables *bourgeons dormants.*

On observe des faits comparables sur les jeunes plants. La prédominance du bourgeon terminal y est exclusive pendant trois ou cinq ans durant lesquels les méristèmes axillaires ne se développent qu'avec une extrême lenteur. Sur les plants plus âgés les méristèmes axillaires et terminaux ont un développement à peu près synchrone. Les ramifications commencent alors comme sur les pousses principales d'arbres.

En supprimant le méristème terminal on peut provoquer le développement anticipé des bourgeons axillaires avant leur constitution complète.

La suppression du bourgeon terminal sur les pousses latérales ou sur les plants âgés de moins de cinq ans provoque le développement de bourgeons *axillaires dormants.* Les pousses produites portent une moyenne de huit écailles et quatre ou cinq feuilles bien développées encadrées de leurs stipules (*fig.* II). Au moment de l'opération, faite avant le débourrage, les bourgeons dormants des pousses témoins avaient formé environ dix écailles dont deux à l'état d'ébauche.

Pour provoquer la production de pousses à partir de bourgeons *axillaires en cours de constitution*, il faut supprimer le méristème terminal de la pousse principale et le résultat obtenu est variable suivant la date de l'opération, qui a été échelonnée de mars à juillet (*fig.* III et IV).

Les pousses obtenues produites ont un nombre d'écailles égal ou inférieur au nombre d'écailles déjà formées dans les bourgeons témoins au moment de l'opération. On peut ainsi obtenir des pousses sans écailles (*fig.* V)

et portant six feuilles, en opérant avant avril. A la vérité les deux premières feuilles sont souvent atrophiées (*fig.* V, I et II). La disposition des stipules de ces feuilles est la même que celle des premières écailles d'un bourgeon



Fig. I. — Pousse produite par un bourgeon axillaire à développement normal (20 écailles, 3 feuilles).

Fig. II. — Pousse produite par le débourrage provoqué d'un bourgeon axillaire dormant d'une pousse latérale (8 écailles, 5 feuilles).

Fig. III, IV et V. — Pousses produites par des bourgeons axillaires en cours de constitution, après suppression du méristème terminal : en juin, *fig.* III (12 écailles, 4 feuilles); en mais, *fig.* IV (6 écailles, 5 feuilles); au début avril, *fig.* V (6 feuilles dont les deux premières 1 et 2 sont réduites). *e*, écaille; s, stipule.

La pousse de la figure I a été représentée en mai.

Les pousses des figures II, III, IV et V ont été dessinées à la fin de juillet.

à développement normal; leur morphologie est également identique.

La possibilité d'obtenir la formation d'une feuille — si réduite soit-elle — encadrée de ses stipules au lieu et place de deux écailles peut permettre de donner aux écailles du bourgeon de *Fagus silvatica* la valeur de stipules.

(*) Séance du 14 mars 1960.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude, par chromatographie en phase gazeuse, des acides gras de la cire des pommes.* Note de M. **Paul Mazliak**, présentée par M. Raoul Combes.

Une méthode originale de chromatographie en phase gazeuse a permis de séparer et d'identifier les acides gras suivants dans la cire cuticulaire des pommes : acides laurique, myristique, palmitique, stéarique, oléique, linoléique, arachidique, behénique, lignocérique, cérotique, montanique et mélissique.

Les acides gras extraits de la cire d'une quinzaine de pommes Calville blanc, entreposées à + 4° C, ont été méthylés selon la méthode décrite précédemment [1]. La séparation des acides de différentes longueurs de chaîne est effectuée à 300° C, par chromatographie en phase gazeuse. La colonne employée est un tube métallique de 2 m de long et de 4 mm de diamètre intérieur; la phase stationnaire est la graisse Silicone 710 adsorbée sur de la brique. Le gaz porteur est l'hélium : la pression du gaz à l'entrée de la colonne est de 930 g/cm^2 et la pression à la sortie est égale à la pression atmosphérique. Le débit du gaz est ainsi maintenu égal à 5 l/h.

Nous avons indiqué, dans une Note précédente [1], comment construire, avec des acides témoins purs, la droite d'étalonnage $\log V_R = f(n)$. (Rappelons que V_R est le volume de rétention relatif des divers acides gras et n le nombre d'atomes de carbone dans la molécule d'acides gras.) Nous avons également indiqué comment calculer les pourcentages des différents acides.

La figure 1 représente un chromatogramme des acides de la cire des pommes Calville blanc. Huit pics sont nettement séparés correspondant aux acides ayant les longueurs de chaîne suivantes :

Longueurs de chaîne des acides.	Pourcentages (%).	$\log V_R$ (mesuré).	$\log V_R$ du témoin pur.
C 16	21,9	0	0
C 18	26,3	0,30	0,27
C 20	8,7	0,54	0,50 (calculé)
C 22	8,8	0,81	0,75
C 24	5,4	1,02	0,98 (calculé)
C 26	5,1	1,24	1,22 »
C 28	9,1	1,44	1,45 »
C 30	14,3	1,66	1,70 »

Pour séparer les acides saturés et insaturés, le même mélange naturel des acides gras de la cire est introduit dans une deuxième colonne, contenant du Reoplex 400 (polyester de polypropylène-glycol-adipate et séba-

cate) comme phase stationnaire, chauffée à 220° C et parcourue par un courant d'hélium (débit du gaz : 6 l/h). L'étalonnage est fait de la même façon que pour la première colonne. La figure 2 montre le début du chromatogramme obtenu dans ces conditions. Seul le pic en C 18 de la première expérience se trouve ici scindé en trois petits pics correspondant aux trois



Fig. 1. — Chromatogramme des acides de la cire de pommes obtenu à 300° C. Phase stationnaire : silicone. Gaz porteur : hélium. I, injection; S, solvant.

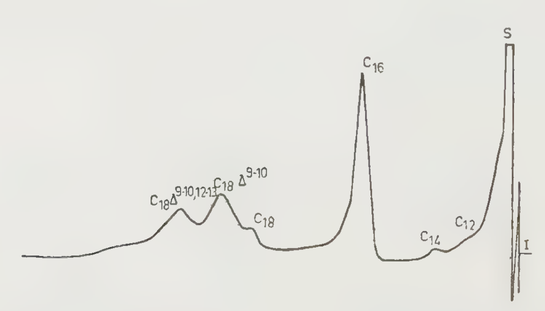


Fig. 2. — Début d'un chromatogramme obtenu à 220° C. Phase stationnaire : réoplex 400. Gaz porteur : hélium. I, injection; S, solvant.

acides *stéarique*, *oléique* et *linoléique* formant respectivement 9,9, 52,7 et 37,3 % de la quantité totale d'acides en C 18. Cette plus basse température nous a en outre permis de mettre en évidence des traces de deux acides plus légers : les acides *laurique* et *myristique*.

Conclusion. — Les acides suivants sont mis en évidence dans la cire

cuticulaire des pommes Calville blanc et dans les proportions ci-après : acides *laurique* en C 12 (moins de 1 %), *myristique* en C 14 (moins de 1 %), *palmitique* en C 16, le plus abondant (21,9 %), *stéarique* en C 18 (2,6 %), *oléique*, monoéthylénique en C 18 (13,9 %), *linoléique*, diéthylénique en C 18 (9,8 %), *arachidique* en C 20 (8,7 %), *béhénique* en C 22 (8,8 %), *lignocérique* en C 24 (5,4 %), *cérotique* en C 26 (5,1 %), *montanique* en C 28 (9,1 %) et *mélissique* en C 30 (14,3 %).

Les mêmes acides ont tous été retrouvés dans la cire cuticulaire des pommes Stayman Winesap. Nous avons obtenu, en outre, à partir de fruits entreposés dans d'autres conditions, des chromatogrammes montrant des acides nouveaux, s'ajoutant aux acides ci-dessus énumérés. Ces nouveaux acides sont actuellement étudiés.

(1) P. Mazliak, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 182.

(*Laboratoire de Biologie végétale, Station du Froid, Bellevue, Centre National de la Recherche Scientifique.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'acide indolacétique et de l'acide gibbérellique sur la croissance des tiges excisées* d'Equisetum arvense (*L.*). Note (*) de Mme **Germaine Hurel-Py**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Les tiges excisées de jeunes sporophytes d'*Equisetum* prélevées aseptiquement sur des prothalles de culture sont capables de croître et de se ramifier sur un milieu minéral sucré solidifié par 1,2 % de gélose ([1]).

Le but de ce travail est de rechercher l'action de l'acide indolacétique (AIA) et de l'acide gibbérellique (AG) sur la croissance et la ramification de ces tiges.

a. Action de l'acide indolacétique. — L'AIA a d'abord été étudié à la concentration de 10 mg par litre de milieu. Trois expériences successives ont été entreprises, de chacune environ cinq mois. Les résultats globaux sont consignés dans le tableau I.

Tableau I.

	Nombre de tiges		Accroissement total de la tige principale		Nombre total de ramifications formées.
	mises en expérience.	ayant repris.	en mm.	en nœuds.	
Témoins	31	10	84	43	34
Témoins + AIA	27	10	53	30	50

On remarquera que le pourcentage de tiges ayant poussé sur les milieux témoins est inférieur à celui qui avait été obtenu dans les premières expériences ([1]). Cela doit tenir au fait que les sporophytes ont été prélevés sur des prothalles cultivés depuis de nombreuses années au laboratoire et qui étaient sans doute moins vigoureux.

L'examen des résultats obtenus ne permet pas de conclure à une action de AIA sur la reprise de la végétation : s'il y en a une, elle est peu importante. Par contre, l'hétérauxine provoque la ramification des fragments de tiges (une fois et demie plus de rameaux latéraux néoformés). Inversement, la croissance de la tige principale est nettement freinée. Cette action antagoniste n'est pas due à l'auxine, et se manifeste dans les cultures témoins : l'apparition de rameaux latéraux ralentit et souvent bloque l'allongement de la tige qui les porte.

D'autres concentrations d'AIA ont été étudiées, inférieures ou supérieures à 10 mg/l. Malheureusement, la difficulté d'obtenir un grand nombre de sporophytes n'a pas permis de répéter plusieurs fois les expériences.

Les résultats consignés dans le tableau II ne sont donc donnés qu'à titre indicatif. La seule conclusion qu'on peut en tirer, c'est l'action sur la reprise de la végétation de l'AIA à 1 mg/l. Il faut noter aussi que les

deux tiges qui se sont accrues sur 100 mg d'AIA l'ont fait beaucoup plus tardivement que sur le milieu témoin et que leurs ramifications étaient vert pâle, avec des entre-nœuds courts.

TABLEAU II.

	Nombre de tiges		Accroissement moyen de la tige principale		Nombre moyen de ramifications.
	mises en expérience.	ayant repris.	en mm.	en nœuds.	
Témoins	9	4	5,5	2,5	2,75
Témoins + 0,1 mg AIA	11	5	5,2	2,2	1
Témoins	13	4	2,75	2	5,25
Témoins + 1 mg AIA	9	6	2,3	1,3	2,2
Témoins	9	2	25,5 (*)	12,5 (*)	1
Témoins + 100 mg AIA	9	2	5	4,5	1

(*) Ce résultat, qui paraît aberrant, est dû au fait qu'une des deux tiges ayant repris s'était beaucoup accrue.

Connaissant l'allongement total des cultures (allongement des tiges principales augmenté des ramifications) et le nombre total de nœuds néoformés, on peut obtenir la longueur moyenne des entre-nœuds néoformés. Ces résultats sont exprimés dans le tableau III.

TABLEAU III.

Longueur moyenne, en millimètres, des entre-nœuds néoformés.

Témoins	2 (86:34)	Témoins	2 (80:39)
+ 0,1 mg AIA	3,4 (60:18)	+ 1 mg AIA	2,2 (164:74)
Témoins	1,9 (269:141)		
+ 10 mg AIA	2,2 (168:76)		

Les chiffres entre parenthèses indiquent : le 1er la longueur totale mesurée, le 2e le nombre de nœuds correspondant.

Si les différences ne sont pas significatives lorsqu'il s'agit des concentrations de 1 mg et 10 mg/l, par contre il est très net que les nœuds néoformés sont plus longs lorsqu'on cultive les fragments de tiges sur 0,1 mg d'AIA.

b. Action de l'acide gibbérellique. — Il a été employé aux doses de 0,5, 1 et 10 mg/l après autoclavage. A 0,5 mg/l, deux tiges sur neuf expérimentées se sont légèrement développées, mais avec un retard de plus d'un mois sur les cultures témoins. Le phénomène est comparable à celui obtenu avec 100 mg d'auxine par litre. La croissance ayant débuté tardivement, l'allongement est très inférieur à celui des témoins : 5 nœuds néoformés : allongement 5,5 mm contre 12 nœuds néoformés : allongement 25,5 mm. Ici encore, les entre-nœuds sont beaucoup plus courts que sur le milieu témoin. Il ne s'est produit aucune ramification.

Aux concentrations de 1 et 10 mg/l, l'AG bloque toute croissance des fragments de tiges placés sur lui. Deux expériences successives ont été

tentées, de neuf échantillons chacune. Elles ont toutes deux été négatives. Cependant les tiges plantées dans ces milieux se nécrosent peu, et plus de trois mois après le début de l'expérience un certain nombre demeurent vertes. Nous les avons alors transplantées sur du milieu témoin pour voir si elles avaient gardé la propriété de s'allonger. Parmi les neuf tiges plantées le 5 janvier 1959 sur le milieu renfermant 1 mg d'AG, huit paraissant encore vivantes le 13 avril 1959 ont été transportées telles quelles sur milieu témoin. Le 20 mai 1959, deux s'étaient accrues mais aucune ne s'était encore ramifiée (nœuds néoformés, 7; longueur, 11 mm). Aux mêmes dates, cinq tiges paraissant encore vivantes sur les milieux renfermant de l'AG à 10 mg/l ont été transportées sur milieu témoin. Une seule a repris; son extrémité s'est desséchée; mais elle a donné deux ramifications, dont une de 11 mm de longueur.

Conclusion. — L'AIA a des actions différentes sur les tiges excisées d'*Equisetum* selon les concentrations auxquelles il est ajouté dans le milieu. A la faible dose de 0,1 mg/l, il agit sur le développement des entre-nœuds néoformés qui sont nettement plus longs que sur les milieux témoins. La concentration de 1 mg paraît favoriser la reprise de la végétation. A 10 mg il provoque une augmentation très nette de la ramification. A 100 mg, par contre, les cultures se développent moins bien que sans auxine.

L'AG ajouté à raison de 0,5 mg/l provoque des effets analogues à ceux obtenus sur les milieux renfermant 100 mg d'auxine : retard de la croissance, entre-nœuds courts. A plus fortes doses, il bloque tout développement des tiges qui demeurent cependant vivantes et capables de reprendre leur développement si l'on supprime l'AG du milieu.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) G. Hurel-Py, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1487.

(*Laboratoire de Biologie végétale, V Sorbonne.*)

HISTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action du froid sur les tubercules de Pommes de terre.* Note de Mlle **Jeannine Fourré**, présentée par M. Roger Gautheret.

La méthode conductimétrique a permis d'apprécier la résistance au froid des cellules de Pommes de terre. Des phénomènes de surfusion à l'intérieur des tissus ont pu être observés pour certaines températures.

Nous avons montré dans une Note précédente (1) que la mesure de la résistance électrique des tissus de Betterave permet de déterminer, à tout moment, la proportion des cellules mortes dans ces tissus. Nous avons essayé d'étendre cette méthode à l'étude de l'action des basses températures sur les tubercules de Pommes de terre.

Les expériences faites au printemps 1959 sur des « Pommes de terre nouvelles », consistaient à placer des tubercules dans des pièces à températures échelonnées entre — 3 et — 14° C. Toutes les heures des échantillons composés de trois pommes de terre étaient sortis des chambres froides, réchauffés à la température du laboratoire, et soumis à des mesures conductimétriques.

L'examen des résultats exprimés par le graphique ci-dessus montre qu'à — 3° C la mort des tissus est tardive mais brutale; mais lorsque la température s'abaisse, elle devient plus progressive.

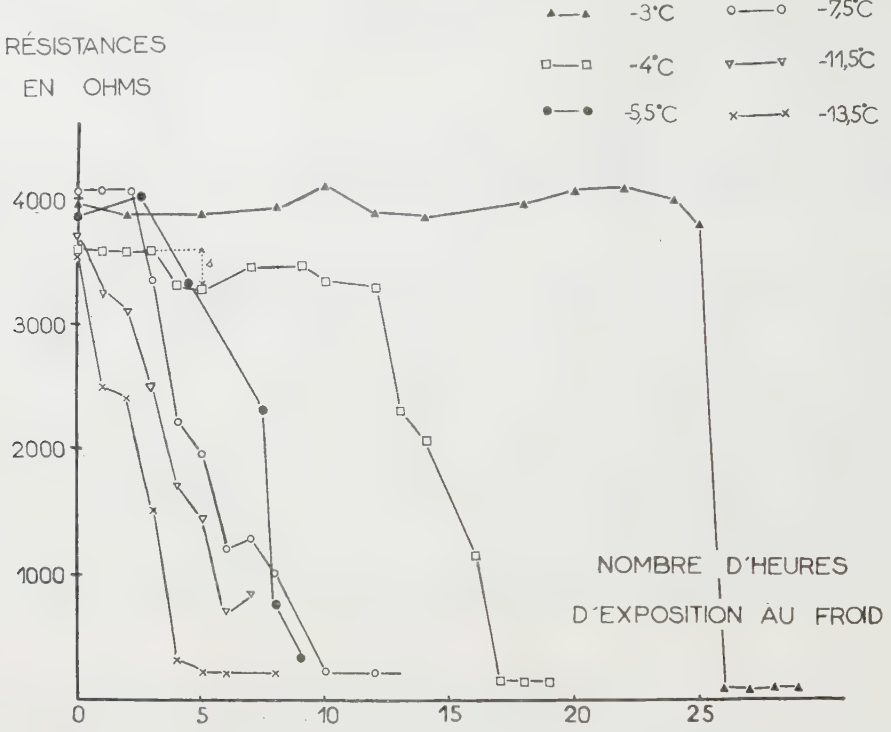
Si les tubercules sont soumis à — 4° C, on observe un palier comme à — 3° C; mais celui-ci ne dure que 3 h; il se produit alors une baisse faible mais cependant significative de la résistance, à laquelle fait suite un nouveau palier dont la durée est de l'ordre de 7 h. La baisse de résistance ne correspond pas à la mort des cellules. Le second palier présente des irrégularités non significatives dues à des variations individuelles. Finalement on enregistre, à partir de la 13e heure, une baisse très importante de la résistance, baisse qui correspond à la mort des cellules.

Le fait que les courbes conductimétriques obtenues avec des tubercules ayant été soumis à — 3 et — 4° C présentaient des paliers suivis de chutes plus ou moins brusques, suggérait que les cellules devaient être le siège de phénomène de surfusion. Nous avons entrepris de faire cesser celle-ci en introduisant des cristaux de glace dans les tissus. Ces cristaux de glace étaient obtenus en refroidissant des tubes capillaires remplis d'eau et ces tubes capillaires étaient ensuite enfoncés dans les tubercules.

Ces expériences furent réalisées au début de l'hiver, sur des pommes de terre ayant été conservées en silo (var. Morgane) (2).

Les tubercules furent placés pendant 21 h dans une chambre à température constante réglée à — 4,5° C. Quelques-uns n'ont subi aucun autre traitement; d'autres ont reçu des cristaux de glace dès la mise en chambre

froide; enfin, dans le cas de certains tubercules, l'introduction de cristaux de glace fut pratiquée 2, 3, 4, 6 ou 7 h après le début du traitement thermique.



Action du froid sur la résistance électrique des tissus de Pommes de terre : pour des températures de l'ordre de — 3 et — 4° C il se produit des phénomènes de surfusion qui se manifestent par des paliers des courbes correspondantes.

s correspond à une chute légère de la résistivité qui est cependant significative (probabilité de 95 %). Les chutes plus importantes sont évidemment significatives.

Après avoir séjourné en tout 21 h à — 4,5° C, tous les tubercules furent réchauffés à la température du laboratoire et soumis aux déterminations conductimétriques : les résultats de ces déterminations sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Mise en évidence de phénomènes de surfusion dans des pommes de terre traitées par le froid.

Les valeurs contenues dans ce tableau indiquent la résistance moyenne de tranches de Pommes de terre de 1,5 cm d'épaisseur, prélevées sur des tubercules ayant été maintenus pendant 21 h à — 4,5° C.

Témoins n'ayant pas reçu de glace.	Introduction de glace dans les tubercules.					
	Au début de l'épreuve.	Après 2 h.	Après 3 h.	Après 4 h.	Après 6 h.	Après 7 h.
4 357 Ω	4 436 Ω	3 840 Ω	3 845 Ω	3 852 Ω	887 Ω	900 Ω

L'examen de ce tableau montre que l'introduction de la glace est sans

action sur la résistance des tissus de Pommes de terre n'ayant pas encore séjourné au froid. Par contre, si les tubercules ont subi l'action du froid pendant 2, 3 ou 4 h, la résistance électrique de leurs tissus est réduite de façon sensible : l'analyse statistique des résultats a montré que cette baisse était hautement significative; cependant, des observations vitales ont établi que les cellules demeuraient vivantes. Enfin si les tubercules avaient été exposées au froid pendant au moins 6 h, le traitement par de la glace provoquait la mort globale des cellules.

Ces résultats indiquent que deux phénomènes de surfusion se sont installés, l'un avant 2 h, l'autre entre 4 et 6 h d'action du froid. On doit alors admettre que les paliers que présente la courbe de résistance de tubercules soumis à une température proche de — 5° C, résulte bien de phénomènes de surfusion puisque le seul contact de la glace avec les tissus les fait cesser.

(1) J. Fourré, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 689.

(2) D'après nos observations, la résistance au froid dépend de la variété et de l'état de développement des tubercules. C'est pourquoi les résultats obtenus au printemps sur les « Pommes de terre nouvelles » et consignés dans le graphique, ne coïncident pas toujours avec ceux du tableau correspondant à des Pommes de terre (var. Morgane) ayant été conservées en silo et utilisées pour entreprendre des expériences au début de l'hiver.

ZOOLOGIE. — *Formation régulière de mâles mûrs, de taille et d'organisation larvaire chez un Eulamellibranche commensal* (Montacuta phascolionis *Dautz.*). Note (*) de M. **Gilbert Deroux**, présentée par M. Louis Fage.

Des observations récentes précisant l'éthologie de *Montacuta phascolionis* Dautzenberg — Eulamellibranche de l'ordre des Leptonacea — commensale du *Phascolion strombi* Montagu, ont amené la découverte de mâles nains qui conservent la taille de la larve en fin d'incubation et développent un testicule occupant la majeure partie de leur masse viscérale.

L'espèce *Montacuta phascolionis*, signalée comme composante du complexe éthologique à *Phascolion strombi* Mont. par Ch. Pérez (1924, 1925), établie sur ses caractères de coquille par Dautzenberg (1925), est décrite très schématiquement par P. Pelseneer (1925) ([1]) qui montre la généralité du commensalisme dans une série de familles d'Eulamellibranches, réunies depuis dans l'ordre des Leptonacea.

La disposition des sutures palléales et, corollairement, la pénétration directe de l'eau, antérieurement et face aux palpes labiaux, sont d'autres caractères qui isolent tout l'ordre du reste des Eulamellibranches (M. L. Popham, 1940) ([2]).

Des récoltes récentes, sur des fonds variés de la baie de Morlaix jusqu'aux isobathes de 50 m confirment et complètent les renseignements précis apportés par J. M. Pérès (1937) ([3]) sur l'organisation générale, la taille et la fréquence de *Montacuta phascolionis* Dautz. dans l'association à *Phascolion*. Chaque coquille-abri de l'association, quelle qu'en soit la nature originelle, les dimensions ou le gisement, contient, le plus souvent, trois classes d'âges, définies par le nombre des filaments branchiaux.

1° Des adultes de 3,5 à 4,5 mm (rarement 5 mm), avec 30 à 35 filaments branchiaux, sont peu nombreux et souvent même réduits à un seul individu. Les ovaires sont actifs et, si les testicules sont gonflés, on retrouve la description de J. M. Pérès; mais ils sont souvent peu visibles et toujours très petits en comparaison des zones spermatiques des gonades mixtes d'autres espèces du genre. C'est dans l'espace branchial interfolliaire des plus gros animaux de cette catégorie qu'on récolte des larves en incubation (au maximum une trentaine à la fois).

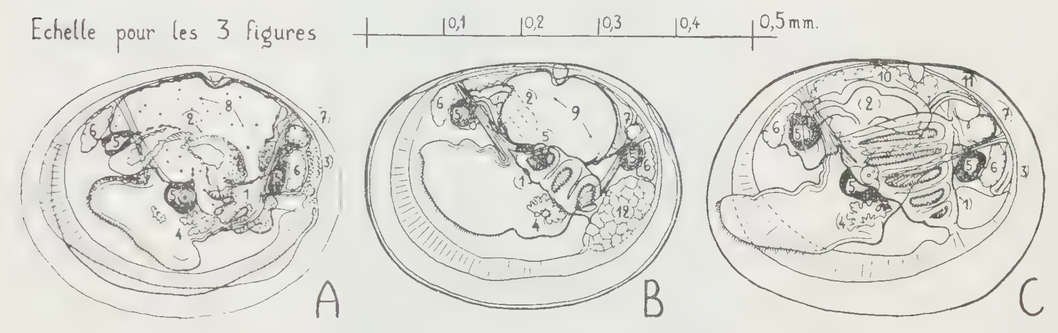
2° Les animaux plus jeunes, tous du même âge, ou quelquefois répartis en deux, exceptionnellement trois, classes d'âge, sont plus abondants et leurs états de développement varient d'une coquille-abri à une autre. Les plus jeunes animaux trouvés dans cette position possédaient déjà 12 filaments branchiaux. Aucune activité spéciale n'est décelable à l'emplacement de la gonade avant l'apparition des quinzièmes ou même vingtièmes filaments.

3° La classe des tailles et des âges les plus petits semble être présente

au cours d'une grande partie de l'année (récoltes en avril et juin, puis en novembre, janvier et février) et compte, au moins, deux ou trois individus, quelquefois plus d'une dizaine. Déjà signalée par J. M. Pérès, leur taille est voisine de celle de la protoconque des larves en fin d'incubation (0,35 à 0,50 mm dans le grand axe). On distingue, *in situ*, assez facilement deux types :

— des post-larves normales, transparentes qui tendent rapidement à passer de la forme régulièrement ovale de la protoconque à un profil plus trapézoïdal qui annonce le contour nettement quadrangulaire de l'adulte;

— d'autres, où le contour reste celui de la protoconque sont, en grande partie opaques en lumière transmise, ou largement tachées de blanc brillant en lumière incidente. L'écrasement sur lame des plus opaques d'entre elles



A, larve incubée, prête à sortir; B, mâle nain à testicule mûr et d'un volume moyen; C, jeune, libre, à cinq filaments branchiaux.

1, branchie ou ébauche branchiale; 2, tube digestif antérieur (œsophage, estomac, cæcum du stylet); 3, ébauche rectale (dédifférenciée chez le ♂ nain); 4, glandes et appareil byssogènes; 5, ganglions cérébroïdes, viscéraux et pédieux avec les statocystes; 6, muscles adducteurs des valves; 7, complexe réno-péricardique; 8, masse vitelline non différenciée; 9, masse centrale du testicule (des expansions latérales sous le manteau ne sont pas figurées); 10, hépatopancréas; 11, formation de l'intestin postérieur sous la paroi péricardique; 12, formation pariétale postérieure, à grosses cellules, propre aux ♂ nains.

libère une masse importante de gros spermatozoïdes, reconnaissables même aux grossissements des loupes binoculaires. L'histologie montre que la masse blanche et opaque qui remplit la majeure partie de l'espace viscéral est un testicule où tous les éléments sont au même stade de la spermatogenèse. Ce sont des mâles nains probablement fonctionnels une seule fois.

Les dessins montrent les différences anatomiques, immédiatement décelables, des post-larves normales et des mâles nains, d'une part, avec les larves en fin d'incubation, d'autre part.

Les post-larves normales accroissent rapidement le nombre de leurs filaments branchiaux et le périmètre de leurs valves (le tracé primitif restant longtemps marqué d'un sillon); elles différencient par prolifération autour de l'estomac un volumineux hépatopancréas qui remplace peu à peu l'espace libéré par l'utilisation du matériel vitellin, et elles complètent leur

intestin par la jonction du rectum avec la partie pylorique du tube digestif et par le creusement de la lumière œsophagienne.

Les mâles nains épaississent les valves de la protoconque inchangée et, pour la plupart, conservent les trois filaments branchiaux primitifs, simplement renforcés par une armature conjonctive distinctement colorable. Le testicule, dans les cas les plus nets, se substitue en volume à la masse vitelline indifférenciée de la larve juste libérée et l'hépatopancréas ne se forme pas. Les cavités déjà creusées dans la larve au niveau de l'estomac, du cæcum du stylet et du débouché pylorique différencient leurs parois; mais l'intestin, bloqué antérieurement, ne se complète pas : on ne distingue ni rectum, ni lumière nette dans un œsophage informe.

Cependant sur 9 ♂ nains, fixés et colorés, qui servent de base à cette comparaison, il en est 3 dont la différenciation viscérale est plus poussée et qui développent un ou deux bourgeons branchiaux supplémentaires. Il est remarquable dans ces cas que le volume du testicule soit réduit d'autant plus que les autres ébauches sont plus développées; on trouve notamment un tout petit massif testiculaire chez un individu à cinq filaments branchiaux et pourvu d'un hépatopancréas d'autant plus important.

Or, les plus avancées des larves en incubation montrent très nettement trois bourgeons de filaments branchiaux en trois petits massifs cellulaires alignés le long de l'ébauche de l'axe cténidien, elle-même tendue en ligne droite de la partie postérieure du pied à la base du muscle adducteur postérieur des valves. Puisque tous les échantillons qui ont fourni des spermatozoïdes achevés et mobiles avaient des testicules très volumineux et jamais plus de trois filaments branchiaux, on peut supposer l'existence, chez la larve en fin d'incubation, d'une susceptibilité à l'évolution spermatique, très grande au départ, qui diminuerait rapidement en fonction de la différenciation, pour disparaître au-delà d'un degré donné d'utilisation du matériel embryonnaire.

Montacuta phascolionis Dautz. est plus confinée par le mode de vie de son hôte que d'autres espèces du genre liées à des animaux relativement libres [*Montacuta* (*Epilepton*) *clarkiæ* des *Golfingia*, *Montacuta* (*Tellimya*) *ferruginosa* des *Echinocardium*, etc.]. La présence de mâles nains d'appoint dans son cycle sexuel étend aux Lamellibranches un caractère déjà commun à d'autres animaux confinés, fixés ou parasites, à travers tout le règne animal.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) P. Pelseneer, *Travaux Stat. Biol. Wimereux*, 9, 1925, p. 166.

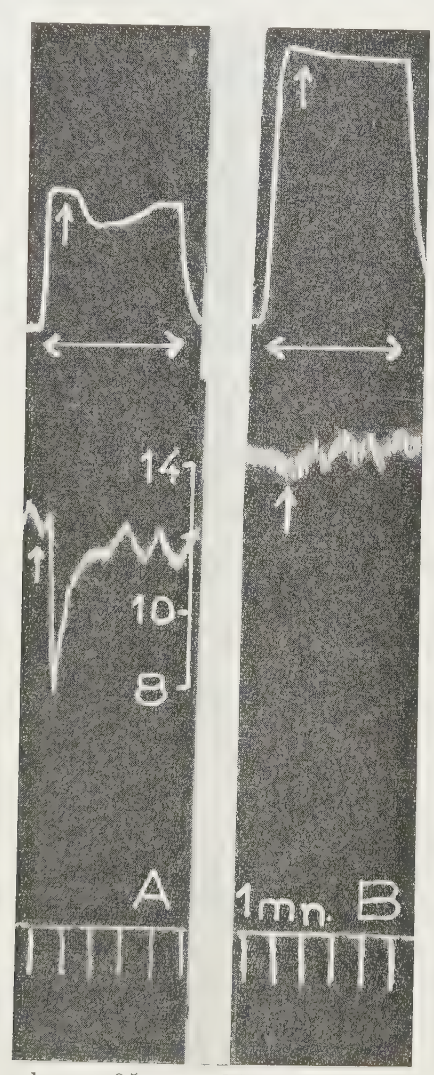
(2) M. L. Popham, *J. Mar. biol. Assoc.*, 24, 1940, p. 549.

(3) J. M. Pérès, *Travaux Stat. Biol. Roscoff*, 15, 1957, p. 5.

(*Station Biologique de Roscoff.*)

PHYSIOLOGIE. — *Présence de récepteurs adrénergiques β dans la membrane nictitante du Chat.* Note (*) de M. **Henri Schmitt** et Mme **Hélène Schmitt**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Selon Ahlquist ([1]), les récepteurs adrénergiques de la membrane nictitante du Chat sont des récepteurs α : les sympathicolytiques abolissent, en effet, la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'adré-



Chat ♀ 2 200 kg, 0,035 g par kilogramme de pentobarbital.
1re ligne : Contractions de la membrane nictitante.
2e » : Pression artérielle.
3e » : Temps en minutes.
En ↔, excitation supramaximale de la chaîne sympathique (10 V, 3 c/s, 2 ms).
A la flèche, injection de 5 μg d'isoprénaline.
Entre A et B, injection de 5 mg par kilogramme de dichloroisoprotérénol.
En A : Chute du tonus de la membrane nictitante provoquée par l'isoprénaline.
En B : Accroissement de la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'excitation de la chaîne sympathique et inhibition des effets de l'isoprénaline.

naline. Toutefois, Thompson [2] signale que l'isoprénaline relâche la membrane nictitante isolée préalablement contractée.

Au cours de nos recherches, nous avons constaté que, chez le Chat, anesthésié au pentobarbital (0,035 g/kg I. P.), le dichloroisoprotérénol, inhibiteur spécifique des récepteurs β [3], accroît, aux doses de 5 à 10 mg/kg, la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'adrénaline, la noradrénaline et l'excitation électrique de la chaîne sympathique cervicale. Cette potentialisation des réactions sur les récepteurs semble résulter d'une inhibition de réactions sur d'autres récepteurs, vraisemblablement les récepteurs β. En effet, l'injection de 2 à 5 μg d'isoprénaline, excitant spécifique des récepteurs β, durant la contraction provoquée soit par l'adrénaline soit par l'excitation continue de la chaîne sympathique cervicale, provoque une relaxation brusque de la membrane nictitante. Cette réaction est abolie par l'injection préalable de 5 à 10 mg/kg de dichloroisoprotérénol.

La présence des récepteurs adrénergiques β n'est donc pas limitée aux vaisseaux, aux bronches et au cœur, comme l'avait admis Ahlquist [1] en 1948. Tout récemment, cet auteur a démontré leur existence dans l'intestin et la rate du Chien [4], [5]. Nous décrivons ici des expériences prouvant que la membrane nictitante en est également pourvue.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) R. P. Ahlquist, *Amer. J. Physiol.*, 153, 1948, p. 586.
(2) J. W. Thompson, *J. Physiol.*, 46, 1958, p. 72.
(3) C. E. Powell et I. H. V. Slater, *J. Pharmacol. exp. Therap.*, 122, 1958, p. 480.
(4) R. P. Ahlquist et B. Lévy, *J. Pharmacol. exp. Therap.*, 127, 1959, p. 146.
(5) R. S. Mac Cutcheon et R. P. Ahlquist, *J. Amer. pharm. Assoc.* 48, 1959, p. 647.

(*Laboratoire de Thérapeutique de la Faculté de Médecine de Paris.*)

HISTOPHYSIOLOGIE. — *La conservation des spermatozoïdes et les particularités histophysiologiques du réceptacle séminal chez la Salamandre* Salamandra salamandra tæniata. Note (*) de M. **Jean Joly**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le réceptacle séminal de la Salamandre tachetée est composé de tubules dont les cellules épithéliales sécrètent un mucopolysaccharide très acide. Les têtes des spermatozoïdes pénètrent dans le cytoplasme de ces cellules sans y provoquer de réaction visible. Ce phénomène peut expliquer la longue survie des éléments germinaux mâles dans les voies génitales femelles où ils restent fécondants pendant plusieurs années.

Leydig (1) a décrit pour la première fois le réceptacle séminal des Amphibiens Urodèles, mais sans comprendre la fonction des tubules qui composent cet organe. C'est von Siebold (2) qui a remarqué la présence de spermatozoïdes dans la lumière de ces tubes qui s'ouvrent au niveau de la paroi dorsale du cloaque de la femelle. Kingsbury (3) a étudié l'anatomie comparée des réceptacles séminaux de quelques espèces américaines et résume les travaux antérieurs en relation avec ce sujet, dus à Blanchard (4), Jordan (5) et Stieda (6). Plus récemment, Kœhring (7) a décrit l'anatomie histologique et le développement du receptaculum seminis chez *Eurycea bislineata*, et Dieckmann (8) a fait de même pour *Gyrinophilus*. Francis (9) précise la morphologie de cet organe dans son remarquable Ouvrage sur l'anatomie de la Salamandre. Enfin, Wahlert (10), (11) décrit avec soin l'anatomie comparée des cloaques chez les Salamandridés. Ce rapide aperçu bibliographique montre que, si l'anatomie de l'organe est désormais bien connue, les auteurs se sont peu préoccupés de sa cytologie et de sa physiologie.

Baylis (12) a montré la possibilité pour une femelle de Salamandre tachetée, élevée isolément, de donner naissance à plusieurs portées successives et d'être encore féconde après un accouplement remontant à plus de deux ans et demi. Nous avons vérifié la réalité de ce phénomène, qui se retrouve d'ailleurs chez plusieurs Reptiles [Woodward (13), Kopstein (14), Haines (15), Fox (16), Saint-Girons (17)]. Ces observations posent le problème de la survie des spermatozoïdes dans les voies génitales femelles, déjà étudié chez un Mammifère, la Pipistrelle, par Courrier (18), (19), qui a démontré le rôle nourricier de la sécrétion utérine à l'égard des spermatozoïdes.

La région cloacale de vingt-trois femelles de Salamandres, dont cinq étaient immatures et sub-adultes, a été prélevée moins de 24 h après la capture et fixée par les liquides de Bouin, ou de Regaud (avec ou sans postchromisation) ou de Maximov. Après inclusion à la paraffine, les pièces ont été débitées en coupes de 5 et 7,5 μ et colorées à titre de méthodes

générales par le trichrome en un temps de Gabe et Martoja [20] et l'hématoxyline au fer de Regaud.

Les tubes en doigt de gant dont se compose l'organe sont plus ou moins contournés; un tissu conjonctif contenant de nombreuses fibres lisses les entoure. Une membrane basale Hotchkiss-positive sépare ce conjonctif de l'épithélium cylindrique à cellules, hautes de 20 à 60 μ en moyenne, bordées par une très courte ciliature. Ces cellules sont pourvues d'un grand noyau clair, situé le plus souvent près de la basale, tandis que la région apicale contient un produit de sécrétion granuleux, spécialement abondant à certains stades et présentant des images d'extrusion avec disparition de la ciliature. Le produit de sécrétion donne la réaction à l'acide periodique-Schiff, même après traitement à la diastase du malt. La méthode de Mann au bleu de méthyle-éosine lui confère une teinte bleue. Sa coloration métachromatique au bleu de toluidine ainsi que son affinité pour le bleu alcian et la fuchsine paraldéhyde sans oxydation préalable, démontrent qu'il s'agit d'un mucopolysaccharide très acide. Le cytoplasme est, en outre, pourvu de fines mitochondries décelables par la fuchsine d'Altmann et l'hématoxyline au fer de Regaud, localisées près de la basale et en bordure de la zone sécrétrice apicale. Des coupes au microtome à congélation, après fixation au formol salé, ont montré l'absence quasi totale de lipides figurés colorables au noir Soudan.

Les culs-de-sac glandulaires s'individualisent peu après la métamorphose et leurs cellules commencent à sécréter discrètement dès la deuxième année pour atteindre leur plein développement lors de la maturité sexuelle, à l'âge de quatre ans. Une femelle adulte vierge (maintenue en élevage depuis sa naissance) montre que la sécrétion est également active en l'absence de spermatozoïdes.

Dans le département de la Sarthe, d'où proviennent les spécimens étudiés, l'accouplement a lieu de septembre à novembre, en général, souvent au cours de la gestation. Les femelles fraîchement fécondées présentent un grand nombre de spermatozoïdes dans la lumière et les replis du cloaque mélangés à des cellules desquamées de l'épithélium cloacal, dans lequel un grand nombre de spermatozoïdes pénètrent et sont phagocytés. (Une coupe du spermatophore montre sa structure muqueuse et l'absence quasi totale de cellules du mâle accompagnant le sperme.) Les spermatozoïdes ont pénétré en grand nombre dans le réceptacle séminal et sont disposés en faisceaux, la tête vers le fond des tubes, cette disposition persiste durant toute l'année, on la retrouve chez toutes les femelles capturées dans la nature. Fait important, les têtes de ces spermatozoïdes sont, dans l'immense majorité des cas, enfoncées au moins en partie dans les cellules glandulaires décrites plus haut. Ces têtes, très allongées traversent souvent plusieurs cellules, contournant les noyaux auxquels elles impriment parfois de profonds sillons. Les acrosomes vont dans de nombreux cas s'implanter dans la sous-muqueuse conjonctive

elle-même. Tous les spermatozoïdes sont en bon état et présentent une réaction de Feulgen positive. Les parties caudales des spermatozoïdes restent dans la lumière, baignant dans le produit de sécrétion des cellules épithéliales. Le plus souvent, les cellules ne présentent aucune réaction visible à l'intrusion des spermatozoïdes. Celle-ci est certainement active comme en fait foi le nombre de parois cellulaires traversées. Toutefois, lorsqu'une cellule contient plus d'une dizaine de têtes de spermatozoïdes, son cytoplasme donne des signes de dégénérescence (sa taille diminue et il arrive que le noyau devienne pycnotique).

On ne peut s'empêcher de remarquer la ressemblance fonctionnelle de ces éléments avec les cellules de Sertoli du testicule. La longue survie des éléments germinaux mâles pourrait s'expliquer, en partie du moins, par cette structure particulière propre, semble-t-il, à assurer leur nourriture.

Le problème du mode de fécondation reste posé : comment les spermatozoïdes quittent-ils le réceptacle séminal pour remonter dans l'appareil génital à la rencontre des ovules ? Il est permis d'envisager l'hypothèse selon laquelle un changement du chimiotactisme interviendrait accompagné peut-être d'une contraction des muscles lisses qui entourent l'organe.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) F. Leydig, *Anatomisch-Histologische Untersuchungen über Fische und Reptilien*, Berlin, 1853, 120 pages.

(2) C. von Siebold, *Z. wiss. Zool.*, 9, 1858, p. 463-495.

(3) B. F. Kingsbury, *Proc. Amer. Micr. Soc.*, 17, 1895, p. 261-304.

(4) R. Blanchard, *Zool. Anz.*, 4, 1881, p. 9-14 et 34-39.

(5) E. O. Jordan, *J. Morph.*, 5, 1891, p. 263-270.

(6) A. Stieda, *Ueber Kloake und Receptaculum seminis der weiblichen Urodelen*, Diss. Königsberg, 1891.

(7) V. Kœhring, *Biol. Bull.*, 49, 1925, p. 250-266.

(8) J. M. Dieckmann, *Biol. Bull.*, 53, 1927, p. 258-281.

(9) E. Francis, *The Anatomy of the Salamander*, Oxford, 1934.

(10) G. V. Wahlert, *Vhdlg. Anat. Ges.*, 48, 1951.

(11) G. V. Wahlert, *Zool. Jb. (Anat.)*, 73, 1953, p. 273-324.

(12) H. A. Baylis, *Proc. Zool. Soc. London*, série A, 109, 1939, p. 243.

(13) S. F. Woodward, *Proc. Zool. Soc. London*, 1933, p. 189-190.

(14) F. Kopstein, *Bull. Raffles. Mus.*, 14, 1938, p. 81-167.

(15) T. P. Haines, *Copeia*, 1940, p. 116-118.

(16) W. Fox, *Anat. Rec.*, 124, nº 3, 1956, p. 519-533.

(17) H. Saint-Girons, *Bull. Biol.*, 91, nº 3, 1957, p. 284-350.

(18) R. Courrier, *C. R. Soc. Biol.*, 83, 1920, p. 243-244.

(19) R. Courrier, *C. R. Soc. Biol.*, 84, 1921, p. 572-574.

(20) M. Gabe et M. Martoja-Pierson, *Bull. Micro. appl.*, 7, 1957, p. 80-83.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés*, 105, *boulevard Raspail*, *Paris*, 6e.)

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Variations du magnésium sérique (en relation avec le caractère anadrome ou catadrome de la migration) chez un Crustacé Décapode* Eriocheir sinensis *H. M. Edw.* Note (*) de

Mlle **Monique de Leersnyder**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Chez l'*Eriocheir sinensis* adulte, le taux du magnésium sérique est moins élevé au moment de la remontée vers l'eau douce qu'à celui de la descente vers la mer; le taux du calcium sérique ne semble pas modifié.

L'*Eriocheir sinensis* est un crabe d'eau douce qui descend vers la mer en automne pour la reproduction et chercher à remonter vers l'eau douce au printemps. La composition minérale du sang et de l'urine de l'*Eriocheir sinensis* a été étudiée par Scholles [1] dans des milieux de salinités différentes, en laboratoire. Il nous a semblé intéressant de reprendre cette étude en relation avec les migrations de l'espèce, malgré les difficultés pratiques de capture des crabes. Dans le présent travail, nous nous sommes limités à déterminer les teneurs en calcium et en magnésium sérique, d'abord chez des migrateurs adultes capturés à l'automne lors de leur descente en mer, puis chez d'autres migrateurs adultes capturés six mois plus tard alors qu'ils se dirigent vers les eaux saumâtres. Les sérums sont prélevés sur des animaux soumis à des conditions semblables de salinité afin que les variations obtenues soient significatives.

Matériel et méthodes. — Les *Eriocheir* de descente sont capturés à Ijmuiden, dans le « Noordzeekanaal » qui relie Amsterdam à la mer, en octobre et novembre 1959 [2]. Les eaux du Noordzeekanaal sont stratifiées en couches de différentes salinités [3]; la salinité est assez faible aux endroits de capture (11,2 ‰ NaCl); en conséquence, les animaux ne sont pas sacrifiés sur le terrain, mais après une période de dix jours en eau de mer renouvelée (32,03 ‰ NaCl; 10,05 mMol/l Ca; 50,57 mMol/l Mg). Les *Eriocheir* de remontée ont été capturés à Gravelines, dans l'estuaire de l'Aa, en mai et juin 1959; la salinité des eaux étant voisine de celle de l'eau de mer (à marée haute, 32,17 ‰ NaCl avec un taux de calcium de 10,15 mMol/l et un taux de magnésium de 52,45 mMol/l; à marée basse 21,94 ‰ NaCl avec un taux de calcium de 7,96 mMol/l et un taux de magnésium de 34,84 mMol/l) les animaux sont sacrifiés sur le terrain. Comme l'*Eriocheir* est un hôte récent de nos eaux européennes [4], nous pouvons admettre que les populations sont identiques à Gravelines et à Ijmuiden.

Le sang est obtenu par incision des pattes; il est fortement agité pour briser le coagulat en formation et enfin centrifugé afin de recueillir le sérum.

Le calcium est dosé en présence de l'indicateur de Patton et Reeder [5] suivant la méthode de Tronchet [6]. L'ensemble du calcium et du

magnésium est dosé en présence du noir ériochrome T suivant la méthode de Badinand et Winicki [7] avec adjonction de cyanure de sodium à la solution tampon. Le magnésium est obtenu par différence. Les déterminations sont doubles.

Résultats. — Les analyses portent sur 57 crabes : 33 individus (14 mâles et 19 femelles) de descente; 24 individus (21 mâles et 3 femelles) de remontée. Les résultats sont exposés dans le tableau ci-dessous. (De légères différences constatées entre les sexes — différences actuellement sans valeur statistique — n'influent pas sur ces résultats.)

	Taux moyen du calcium sérique (mMol/l).	Erreur standard.	Limites fiduciaires de la moyenne au seuil de 5 %.	Taux moyen du magnésium sérique (mMol/l).	Erreur standard.	Limites fiduciaires de la moyenne au seuil de 5 %.
Eriocheir de descente...	15,69	0,28	15,13-16,25	19,21	0,62	17,97-20,45
» de remontée..	15,93	0,36	15,18-16,68	9,96	0,47	8,98-10,94

Le taux du calcium sérique ne semble pas modifié chez les *Eriocheir* de remontée (15,93 mMol/l) par rapport aux animaux de descente (15,69 mMol/l); par contre, le taux du magnésium sérique est nettement abaissé (9,96 mMol/l au lieu de 19,21 mMol/l); ce taux de 9,96 mMol/l est encore nettement supérieur à celui des animaux matures qui n'ont pas encore quitté les eaux douces (5 mMol/l). Cette diminution du magnésium sérique chez les *Eriocheir* de remontée capturés dans une eau riche en magnésium pose un problème que nous essaierons de résoudre ultérieurement.

(*) Séance du 14 mars 1960.

[1] W. Scholles, *Z. Vergl. Physiol.*, 19, 1933, p. 522-554.

[2] Ces animaux nous ont été procurés par M. le Docteur Korringa, directeur du Rijksinstituut voor Visserij Onderzoek à Ijmuiden.

[3] N. L. Wibaut-Isebree Moens, *Acta Hydrobiol. Hydrograph. et Protistol.*, 11, nos 3-4, 1958, p. 275-298.

[4] H. Hœstlandt, *Ann. Inst. Océan.*, 24, 1948, p. 1-116.

[5] J. Patton et W. Reeder, *Anal. Chim.*, 28, no 6, 1956, p. 1026-1028.

[6] J. Tronchet, *Ann. Biol. Clin.*, no 7-9, 1958, p. 459-470.

[7] A. Badinand et B. Winicki, *Bull. Trav. Soc. Pharm. Lyon*, 2, 1958, p. 45-54.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté libre des Sciences, Lille.*)

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Utilisation des solutions de saccharose et modifications de la glycémie chez la Carpe* (Cyprinus Carpio *L.*). Note (*) de MM. **Marcel Secondat** et **René Quillier**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Chez la Carpe privée de tube digestif par opération et baignant dans une solution de saccharose, une hyperglycémie témoigne d'une hydrolyse de ce corps. Chez la Carpe normale on observe le même phénomène et l'absence de flèche hyperglycémique tardive indiquerait un défaut de métabolisation du saccharose au niveau du tube digestif.

Poursuivant nos recherches sur les modifications et la régulation de la glycémie chez la Carpe ainsi que sur les voies d'absorption des solutions nutritives, nous avons été conduits à soumettre à l'influence de solutions de saccharose, des poissons normaux ou spécialement opérés. Les techniques utilisées et le protocole expérimental sont identiques à ceux exposés dans une Note précédente [1].

Les carpes d'expérience étaient immergées pendant 1 h dans une solution à 1 % de saccharose pur, convenablement aérée. La température du milieu était de 12 à 17° C, suivant la saison. Après ce séjour les poissons, lavés à l'eau pure, étaient placés dans des aquariums à circulation d'eau continue. Les prélèvements de sang veineux étaient effectués par ponctions cardiaques. Le 1er avait lieu avant l'immersion dans la solution sucrée, le 2e après un séjour de 1 h dans celle-ci, les 3e et 4e, à 24 h d'intervalle, après retour des poissons en eau pure. Les témoins placés en eau pure étaient soumis aux mêmes manipulations. Le dosage du sucre réducteur sanguin était effectué par la méthode de Folin et Malmross. Les poissons opérés avaient subi, 4 semaines avant l'expérience, une section du tube digestif pratiquée au niveau de l'œsophage entre deux ligatures, ce qui rendait impossible toute pénétration d'eau et d'aliment par voie digestive.

Nous avons utilisé un lot de 24 carpes de 250 à 350 g à jeun depuis un mois :

1° 6 sujets témoins, dont trois carpes opérées;

2° 18 sujets immergés dans la solution de saccharose à 1 %, dont 9 carpes normales et 9 carpes opérées.

Les résultats mentionnés dans le tableau I permettent de faire les constatations suivantes :

1° Les modifications du taux du sucre réducteur sanguin accusées par les poissons plongés dans le bain sucré sont, par rapport aux résultats fournis par les témoins, significatives.

2° Ce séjour de 1 h provoque immédiatement chez les carpes opérées et chez les non opérées une très nette élévation du taux du sucre sanguin.

3° Chez les carpes opérées la glycémie cesse d'augmenter après la sortie

de l'eau sucrée, la régulation glycémique s'amorce aussitôt, et 48 h après le retour en eau pure, le taux du sucre sanguin a repris une valeur très voisine de son niveau initial. Ce phénomène est une répétition de celui observé sur des carpes opérées de la même manière et placées en eau glucosée [1].

TABLEAU I.

Carpe.	Initiale.	Glycémies en grammes pour 1 000. A la sortie du bain.	1er jour suivant.	2e jour suivant.	Saison et température de l'eau.
		A. Carpes non opérées.			
Témoin n° 1	0,800	0,750	0,800	0,750	Mai 15°
» n° 2	0,525	0,600	0,600	0,525	Décembre 12
» n° 3	0,750	0,750	0,725	0,775	
n° 1	0,650	1	0,950	0,650	Mai 15
» 2	1	1,70	1	0,900	Juin 17
» 3	0,850	1,150	0,850	0,800	
» 4	0,625	0,925	0,725	0,650	
» 5	0,825	1,200	0,875	0,700	Octobre 15
» 6	0,700	1,100	0,950	0,750	
» 7	0,500	0,750	0,550	0,475	
» 8	0,600	0,850	0,700	0,550	Décembre 12
» 9	0,575	0,900	0,725	0,550	
		B. Carpes opérées.			
Témoin n° 1	0,625	0,625	0,650	0,625	Mai 15
» n° 2	0,800	0,825	0,800	0,825	
» n° 3	0,425	0,450	0,400	0,500	Novembre 14
n° 1	0,575	0,950	0,825	0,700	Février 12
» 2	0,800	1,200	1	0,600	Avril 12
» 3	0,750	1,100	0,825	0,625	
» 4	0,700	1,250	0,900	0,650	Mai 14
» 5	0,800	1,250	1	0,750	
» 6	0,475	0,825	0,650	0,500	–
» 7	0,600	0,900	0,700	0,575	
» 8	0,400	1,050	0,650	0,475	Novembre 14
» 9	0,425	0,650	0,500	0,425	

4° Chez les carpes non opérées la régulation est identique; ces poissons ne présentent pas la montée glycémique tardive observée chez les carpes normales immergées dans une solution de glucose [1].

Ces faits peuvent être interprétés ainsi :

A. Chez tous les poissons, opérés ou non, le saccharose dissous peut être :

a. soit absorbé au niveau des branchies et dédoublé dans le sang où il libère du fructose et du glucose réducteurs;

b. soit dédoublé dans le milieu ambiant par des microorganismes, ou bien dans l'eau, ou bien au niveau des branchies.

Nous avons tenté d'élucider cette question en effectuant les expériences suivantes :

1° du sang de carpe prélevé sur héparine, est maintenu à l'obscurité à la température du laboratoire additionné ou non (échantillon témoin) d'une solution concentrée de saccharose. Le dosage des sucres réducteurs est effectué sur les deux échantillons au temps initial puis à des intervalles de 1, 2 et 24 h. Les résultats obtenus après plusieurs séries de ces expériences *in vitro* ne font ressortir aucune modification du taux du sucre sanguin; ils permettent d'infirmer la première hypothèse à moins d'admettre que le dédoublement se produit malgré tout *in vivo*;

2° d'autre part des séries de dosages effectués dans l'eau des bacs renfermant des poissons d'expérience ainsi que dans l'eau de bacs où des lots de carpes ont séjourné pendant 24 h, permettent d'affirmer qu'il n'y a pas hydrolyse préalable du saccharose dans le milieu extérieur.

B. Chez les poissons non opérés, ou bien la solution n'est pas déglutie et par conséquent ne pénètre pas dans le tractus intestinal, ou bien elle est bue et arrive dans l'intestin. Dans ce cas, il faut admettre que l'appareil digestif de la Carpe ne renferme pas d'enzyme dédoublant le saccharose. A ce point de vue Bernard (2), citant Vonk (3) et divers auteurs, note que la saccharase semble ne pas exister chez les Poissons. Toutefois, Ishida (4) a mis en évidence l'existence d'une invertase chez certains téléostéens qui comme la carpe sont sans estomac, mais sa localisation varie avec les espèces étudiées, elle se situerait, soit dans l'intestin ou la seule partie postérieure de celui-ci, soit dans le foie et le pancréas seulement.

En conclusion, la Carpe est capable d'utiliser le saccharose par un mécanisme qui reste à préciser, mais qui ne paraît pas jouer dans le tube digestif et qui semble se manifester au niveau des branchies.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) M. Secondat et R. Quillier, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2514.
(2) H. J. Vonk, *Adv. in Enzymol.*, 1, 1941, p. 371.
(3) F. Bernard, *Trav. Labo. Hydrobiol. Pisc. Univ. Grenoble*, 43 et 44, 1951-1952.
(4) J. Ishida, *Annot. Zool. Jap.*, 15, 1936, p. 263-284, cité in *The Physiology of Fishes*, I. Acad. Press. Inc., New-York, 1957.

(*Station d'Hydrobiologie appliquée et de Pisciculture École Nationale Supérieure Agronomique, Toulouse.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action d'un antibiotique (la bacitracine) sur la croissance du jeune Rat hypophysectomisé* [1]. Note [*] de MM. **Louis Chedid**, **Fernand Boyer** et Mlle **Monique Parant**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'injection de quelques unités d'une préparation commerciale de bacitracine (un antibiotique de nature peptidique), provoque un épaississement très net du cartilage de conjugaison tibial chez le jeune Rat hypophysectomisé. Les doses mises en œuvre ne sont pas toxiques et sont trop faibles pour exercer un effet antimicrobien *in vivo*.

De très nombreux antibiotiques peuvent stimuler la croissance de jeunes animaux et cette propriété est mise à profit par les éleveurs depuis plusieurs années. Certains auteurs avaient pensé que ce phénomène était lié aux modifications de la flore intestinale, mais il semble que cette hypothèse doive être abandonnée [2], [3].

En fait le mécanisme de cette action somatotrophique n'est pas élucidé, on sait seulement qu'il ne s'agit pas d'une action apéritive et que le bénéfice pondéral ne porte pas uniquement sur la protéino-genèse [4].

Enfin, bien que la bibliographie concernant ce sujet soit extrêmement abondante, nous n'avons relevé aucune mention d'un éventuel intermédiaire hypophysaire.

Étant donné qu'il existe des extraits microbiens fongiques doués de propriétés corticomimétiques [5], nous avons recherché l'effet de croissance de la bacitracine chez le Rat hypophysectomisé.

Dick et Johansson [6] ont montré que la bacitracine, antibiotique à structure peptidique extrait de *B. Subtilis*, stimule la croissance du rat pesant 90 g, si on l'injecte par voie intra-péritonéale pendant un mois à des doses quotidiennes de l'ordre de l'unité.

Après avoir confirmé ces résultats chez l'animal normal, en injectant 5 unités de cet antibiotique par jour [7], nous avons recherché si cet effet « somatotrope » pouvait s'observer après hypophysectomie. Mais auparavant nous avons déterminé la dose toxique ainsi que la dose exerçant un effet antibactérien *in vivo*.

Ces essais ont montré que chez le Rat de 100 à 120 g la DL 50 se situe aux environs de 1 500 unités et qu'il faut injecter 500 unités par jour pendant 2 jours pour protéger 50 % des animaux infectés par un streptocoque (souche Digonnet 7) qui tue les témoins en 24 à 30 h.

Résultats chez le jeune Rat hypophysectomisé. — Des Wistars américains, de sexe mâle, provenant de chez un même éleveur, sont hypophysectomisés à l'âge de 33 jours. Dix jours plus tard, après avoir écarté les animaux qui ont grossi de plus de 8 g ou ceux dont les testicules sont descendus dans le scrotum, le traitement est commencé.

Celui-ci consiste en une injection quotidienne par voie intra-péritonéale pendant 4 ou 10 jours. 24 h après la dernière injection, différents organes sont prélevés et pesés. Les cartilages de conjugaison des tibias sont colorés et mesurés selon la méthode décrite par Greenspan et ses collaborateurs [8].

Nos critères d'hypophysectomie totale sont les suivants : les poids des surrénales et des testicules, et le contrôle histologique des selles turciques macroscopiquement vides, par des coupes sériées montées à 50 μ d'intervalle.

Nos résultats sont résumés dans le tableau suivant :

	Nombre d'animaux.	Traitement à la bacitracine.	Corps (g).	Testicules (mg).	Surrénales (mg).	Rate (mg).	Thymus (mg).	Épaisseur du cartilage.
Témoins normaux :								
âgés de 33 jours...	6	–	66	0,480	9,6	226	183	449
âgés de 53 jours...	6	–	108	1,776	21,3	401	267	293,5
Témoins hypophysectomisés.......	21	–	59,4	0,124	5,3	121	134	144,8
	26	2,5 u. × 10 jours	66,3	0,132	6	156 $p < 0,01$	153	166 $p < 0,01$
	20	5 u. × 10 jours	64,2	0,124	5,9	157,5	165 $p < 0,3$	182 $p < 0,01$ $< 0,02$ (*)
	8	–	53,6	0,136	5	134	–	142,6
	11	25 u. × 4 jours	56,8	0,141	5,7	127	–	168 $p < 0,05$

(*) $p < 0,02$ = probabilité d'erreur par rapport à la faible dose (2,5 unités).
Dans tous les autres cas, p est calculé par rapport aux témoins hypophysectomisés.

Ces résultats démontrent qu'il y a un épaississement du cartilage quand on injecte l'antibiotique, soit à 25 unités par jour pendant 4 jours, soit à 2,5 ou 5 unités par jour, pendant 10 jours. Dans ce dernier cas l'augmentation est proportionnelle à la dose.

Dans les expériences qui ont duré 10 jours, l'augmentation du poids de la rate est sensible avec 2,5 unités et celle du thymus à la dose de 5 unités par jour. On sait que l'augmentation du poids des organes ou du corps nécessitent des doses d'hormone de croissance beaucoup plus élevées que celles qui sont actives sur le tibia.

Enfin, cet antibiotique est sans action sur les surrénales et les testicules puisque ceux-ci sont atrophiés comme chez les témoins hypophysectomisés.

Dans la mesure ou le « test du tibia » est spécifique, l'action de la bacitracine rappelle celle de l'hormone somatotrope. Cette action est d'autant plus intéressante que la structure de cet antibiotique est connue : il s'agit en effet d'un peptide, dont la masse moléculaire est relativement faible.

Rien n'autorise cependant à affirmer que l'antibiotique soit responsable de cette action tant qu'on aura pas essayé un produit très purifié ou de synthèse.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Document retiré du pli cacheté n° 13 977 déposé le 6 juillet 1959, ouvert à la demande des auteurs le 29 février 1960.

(2) PH. DECOURT, *Presse Médicale*, 25 avril 1953, p. 625.

(3) SCHMIDT, PARKER et COUNCILL, *Antib. Chemother.*, 8, 1958, p. 327.

(4) ABRAHAM et R. JACQUOT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1563.

(5) L. CHEDID et F. BOYER, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2664.

(6) E. C. DICK et K. R. JOHANSSON, *Antib. Chemother.*, 7, 1957, p. 349.

(7) Dans nos expériences nous avons utilisé une préparation de bacitracine Pfizer titrant 59 unités/mg.

(8) F. S. GREENSPAN, C. H. LI, M. E. SIMPSON et H. M. EVANS, *Endocr.*, 45, 1949, p. 455.

(Laboratoire d'Endocrinologie du Collège de France.)

ENDOCRINOLOGIE. — *Phénomènes neurosécrétoires dans les ganglions cérébroïdes d'*Arion rufus. Note (*) de M. **Jean-Jacques Van Mol**, transmise par M. Paul Brien.

Chez *Arion rufus*, les ganglions du Mésocérébron renferment des cellules neurosécrétrices dont les axones constituent le nerf de l'artère cérébrale. Des traces de neurosécrétion se retrouvent tout le long de ce nerf jusque dans la paroi de l'artère.

Grzycki (1) et S. Sanchez (2) ont signalé la présence de cellules neurosécrétrices chez les Gastéropodes Pulmonés. Lever (3) en a décrit dans différents ganglions chez un Basommatophore *Ferrissia*; un groupe important de ces cellules occupe notamment la partie dorsale des lobes médians des ganglions cérébroïdes. Mais les précisions manquent jusqu'ici quant aux voies de cheminement de la neurosécrétion.

De notre côté, nous avons signalé la présence de cellules neurosécrétrices dans les ganglions buccaux d'*Arion rufus* et *A. subfuscus* (4).

Comme on le sait, depuis les travaux de De Nabias (5), de Kunze (6) et les précisions apportées par Schmalz (7) et Bang (8), les ganglions cérébroïdes des Gastéropodes Pulmonés Stylommatophores se caractérisent par la présence de trois lobes pairs : le Procérébron, le Mésocérébron et le Métacérébron. Les ganglions cérébroïdes droit et gauche sont réunis par une commissure transverse. En avant de cette commissure s'étendent latéralement les ganglions du Procérébron. Les lobes du Mésocérébron sont accolés dorsalement à la commissure. Leurs neurones, disposés sur plusieurs rangs, occupent la région dorsale tandis que leur neuropile ventral prend contact avec les fibres de la commissure. Enfin, les lobes du Métacérébron prolongent ventralement et vers l'arrière les lobes procérébraux : chacun d'eux constitue deux lobules situés respectivement au départ des connectifs cérébropleuraux et cérébropédieux qui forment le collier périœsophagien. Du lobule cérébropédieux partent plusieurs nerfs, à savoir d'avant vers l'arrière : le nerf labial interne, la racine commune au nerf labial médian et au nerf de l'artère cérébrale et le nerf labial externe. De cette même région sont issus également une seconde commissure cérébroïde appelée la commissure subcérébrale et enfin le connectif cérébrobuccal.

Nous avons décelé la présence de cellules neurosécrétrices dans les lobes du Mésocérébron. Elles constituent deux calottes dorsales et postérieures à la périphérie des ganglions. Ce sont des éléments d'assez grande taille; en période de sécrétion active, leur cytoplasme renferme des granules qui se colorent par le Gomori-Gabe et par le bleu Alcian après oxydation. Leurs axones sont bourrés des mêmes granules. En se réunissant, ils constituent un faisceau de fibres à direction dorsoventrale qui traverse la couche de neurones pour rejoindre le neuropile à la jonction du Procérébron

et de la commissure cérébroïde. A partir de cet endroit les traces de neurosécrétion changent d'aspect : les très petits grains contenus dans les fibres du Mésocérébron sont remplacés par des granules beaucoup plus volumineux. A partir de cet endroit les axones suivent deux directions différentes : les uns franchissent la commissure pour se diriger vers le point de jonction opposé, les autres traversent le Métacérébron et aboutissent ainsi dans le lobule cérébropédieux, d'où ils sortent pour constituer le nerf de l'artère cérébrale. Il est possible donc que certaines fibres issues des cellules neurosécrétrices se croisent au niveau de la commissure. Quant au nerf de l'artère cérébrale, nous avons pu le suivre sur tout son parcours : il se ramifie dans la trame conjonctive péricérébrale et les fins rameaux qu'il constitue ainsi aboutissent à la paroi de l'artère cérébrale. Tout le long de ce nerf existent des traces importantes de neurosécrétion qui se retrouvent sous forme de granules et de flaques alignés le long des fibrilles qui innervent la paroi vasculaire.

Il semble donc que nous ayons trouvé chez les Mollusques une voie de cheminement de la neurosécrétion vers l'appareil circulatoire semblable à celle qui existe entre la *Pars Intercerebralis* et les *Corpora Cardiaca* des Insectes qui se développent dans la paroi de l'aorte.

Il nous est encore impossible de dire ce que devient la neurosécrétion qui s'accumule dans la paroi de l'artère ni quel rôle elle pourrait jouer dans la physiologie du Mollusque. Ajoutons cependant que nous avons observé des individus à différents stades de leur croissance et de leur reproduction et que les phénomènes neurosécrétoires que nous décrivons ici ne se produisent avec une telle acuité qu'au moment de la crise de puberté [Abeloos (9)].

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *C. R. Cl. Sc. Math. et Nat. Acad. Pol.*, 1-2, n° 5, 1951.
(2) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 845.
(3) *Koninckl. Nederl. Akad. v. Wetensch.*, 60, n° 4, 1957, p. 510-522.
(4) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 321.
(5) *Actes Soc. Lin. Bordeaux*, 47, 1894, p. 11-202.
(6) *Z. Wiss. Zool.*, 118, 1921, p. 25-201.
(7) *Z. Wiss. Zool.*, 111, 1914, p. 506-568.
(8) *Zool. Anz.*, 48, 1917, p. 281-292.
(9) *Bull. Biol. Fr. Belg.*, 78, 1944, p. 215-256.

(*Zoologie, Faculté des Sciences, Université de Bruxelles.*)

NUTRITION. — *Relations entre la nature des lipides alimentaires et le métabolisme du cholestérol chez le Rat adulte.* Note (*) de M. **Maurice Lambiotte**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La comparaison de trois régimes contenant une huile de maïs, les esters éthyliques totaux de cette huile, les esters éthyliques de beurre de karité privés des esters d'A. G. essentiels, ne fait apparaître en l'absence de cholestérol alimentaire aucune modification du taux des β-stérols hépatiques et plasmatiques. Après ingestion d'esters éthyliques d'A. G., l'excrétion fécale de ces stérols est identique en présence ou en l'absence d'A. G. essentiels.

De nombreux travaux signalent une relation entre la nature des lipides alimentaires et le métabolisme du cholestérol. La majorité, sinon la totalité de ces recherches, comparent entre elles des graisses naturelles de composition complexe, ce qui permet mal de discriminer les facteurs mis en cause : acides gras, phosphatides, insaponifiable, etc. Nous avons repris l'étude du problème en utilisant des lipides bien définis et différant entre eux par un nombre restreint de critères précis. Notre choix s'est porté sur les esters éthyliques qu'il est aisé de purifier et de fractionner. La première question était de savoir si la présence ou l'absence d'acide gras (A. G.) essentiels retentit sur le métabolisme du cholestérol.

Trois lots comparables de huit rats mâles adultes, de souche Wistar américaine, ont été placés pendant 71 jours à des régimes parfaitement équilibrés ([1]) ne différant entre eux que par la nature des lipides utilisés au taux de 15 % : huile de maïs (lot A), esters éthyliques totaux de cette huile riche en A. G. essentiels (lot B), esters éthyliques du beurre de karité débarrassés des esters d'acides gras essentiels par cristallisation acétonique à — 60° C (lot C). L'huile de maïs sert de référence en raison de sa prétendue action hypocholestérolémiante. Cette huile (I. I. 110, indice d'acide 0,25, avec traces d'acides oxydés, indice de peroxydes 6,4) contient 44 % d'acide linoléique, 50 % d'acide oléique, 6 % d'A. G. saturés, 2,1 % d'insaponifiable et 0,94 % de stérols précipitables par la digitonine. Les esters ne renferment ni insaponifiable, ni stérols. Les esters éthyliques totaux de l'huile de maïs ont la même composition en acides gras que l'huile. La fraction utilisée d'esters de beurre de karité (I. I. 41) contient au maximum 0,6 % d'acide cis-linoléique et le mélange contient 4 % d'esters d'acides en C_{16} et 96 % d'esters d'acides en C_{18} dont 50 % sont représentés par de l'oléate d'éthyle. Les régimes font donc intervenir tous trois l'acide oléique; l'acide linoléique des lots A et B est remplacé par l'acide stéarique dans la série C.

Le comportement général des trois séries a été différent : les lots A et B avaient un bon aspect général et un développement pondéral supérieur à celui du lot C dont les animaux présentaient un pelage moins fourni et une légère alopécie localisée aux membres et autour des yeux avec, parfois, des traces de dermatose autour des yeux et près du museau.

L'ensemble des résultats préliminaires se trouve dans le tableau I.

TABLEAU I.

	Lots.		
	A.	B.	C.
Ingéré.			
Régime sec (g/rat/jour)	13,45	14,6	15,0
A. G. totaux (mg/rat/jour)	1930	1980	2042
Insaponifiable (mg/rat/jour)	42,5	0	0
Stérols (*) (mg/rat/jour)	19,0	0	0
Excrété (fécès) (**) :			
A. G. totaux (***) (mg/rat/jour)	34,1	168	542
C. U. D. des A. G.	98	91,5	73,5
Insaponifiable (mg/rat/jour)	31,7	20	19,7
C. U. D. de l'insaponifiable	25,4	–	–
Stérols (*) (mg/rat/jour)	16,4	8,25	7,9
C. U. D. des stérols (*)	13,7	–	–
C. U. D. de la ration non lipidique	94,4	94,0	92,5
Efficacité lipidique (****)	0,31	0,32	0,11
Plasma :			
A. G. totaux (mg/100 g frais)	194	151	185
Insaponifiable (mg/100 g frais)	135	102	134
Stérols (*) (mg/100 g frais)	100	80,0	87,5
Foie :			
A. G. totaux (mg par foie)	457	417	405
mg par g frais	43,7	40,2	42,3
Insaponifiable total (mg par foie)	53,9	56,9	56,8
mg par g frais	5,27	5,49	5,89
mg pour 100 g de poids vif	145	149	158
Stérols (*) totaux (mg par foie)	31,7	35,8	34,8
mg par g frais	3,08	3,44	3,62
mg pour 100 g de poids vif	8,53	9,35	9,66

(*) Précipitables par la digitonine.

(**) Les dosages ont été effectués sur les fécès groupés en trois périodes de 7 jours, à partir du 30e jour de régime.

(***) Y compris ceux des savons.

(****) Gains de poids en grammes par gramme de lipides ingérés.

Les esters éthyliques de l'huile de maïs (lot B) sont apparemment moins bien digérés que l'huile native (lot A). Le fait avait déjà été signalé chez la Souris par Mead et coll. pour les esters méthyliques. Nous confirmons la médiocre utilisation digestive de l'acide stéarique (lot C), même lorsqu'il est transformé en dérivé liquide à la température corporelle (point de fusion du stéarate d'éthyle : 33,9° C). On trouve des stérols précipitables par la digitonine dans tous les fécès, même lorsque le régime n'en apportait pas. Avec le régime A, on ne saurait dire si le C. U. D. apparent correspond à une absorption réelle ou à une destruction intraluminaire de ces stérols et quelle est la part des 3-β-stérols endogènes. Les différences de digesti-

bilité lipidique ne retentissent pas sur le C. U. D. apparent des matières non lipidiques.

Les animaux étant adultes, les variations pondérales traduisent essentiellement l'état d'engraissement. Contrairement aux lots A et B, le régime sans A. G. essentiels (lot C) et contenant beaucoup de stéarate d'éthyle de médiocre digestibilité, est peu favorable à la formation de réserves adipeuses.

La nature des lipides n'a ici strictement aucune répercussion visible sur le métabolisme du cholestérol endogène et la présence dans le régime A d'un insaponifiable important comprenant des 3-β-stérols ne conduit pas à une accumulation notable de ces substances dans le plasma ou le foie. Il est difficile d'interpréter les variations de l'insaponifiable du plasma. Le fait important semble être l'identité du taux des stérols précipitables par la digitonine dans le régime C, dépourvu d'A. G. essentiels, et dans le régime B qui en est très riche. Quel que soit le mode d'expression, aucune différence ne sépare les taux des A. G., de l'insaponifiable et des β-stérols dans le foie. *En bref, dans nos conditions expérimentales et avec les seuls tests utilisés* dans ce travail préliminaire, nous n'avons pu saisir aucune différence quant au métabolisme du cholestérol endogène entre des rats ingérant trois substances profondément différentes : une huile riche en acide linoléique et en insaponifiable, les esters éthyliques totaux de cette huile riches en acide linoléique mais sans insaponifiable et une fraction des esters éthyliques du beurre de karité, ne contenant ni acides gras essentiels ni insaponifiable.

On voit donc que la carence pratiquement complète en acides gras essentiels n'entraîne aucune manifestation biochimique importante au niveau du métabolisme des stérols neutres, *du moins chez des rats mâles adultes ne recevant pas de cholestérol dans leur alimentation et ingérant le régime utilisé ici.*

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Caséine dévitaminée, 18 %; cystine, 2 %; saccharose, 58 %; lipides, 15 %; mélange salin d'Osborne et Mendel, 4 %; cellulose, 2 %; choline, 2 g/kg; biotine, 0,3 mg/kg; vitamine A (émulsion aqueuse) 1000 U.I./kg; vitamine D, 5 000 U.I./kg; mélange vitaminique, 1 % (vitamine B_1 8 mg; vitamine B_2, 10 mg; vitamine PP, 30 mg; pyridoxine, 8 mg; pantothénate de calcium, 30 mg; acide para-aminobenzoïque, 0,5 g; inositol, 0,5 g; acide folique, 1 mg; vitamine K, 5 mg; vitamine E, 30 mg; vitamine B_{12}, 30 μg, pour 10 g de caséine dévitaminée).

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Cycle d'émission des spermatophores et évolution des testicules et des vésicules séminales au cours de l'intermue chez* Scutigerella pagesi *Jupeau (Symphyles).* Note (*) de Mme **Lisianne Juberthie-Jupeau**, transmise par M. Albert Vandel.

Il existe dans chaque intermue chez *Scutigerella pagesi*, une période d'émission des spermatophores qui coïncide avec la présence temporaire de spermatozoïdes mûrs dans les testicules. Ceux-ci sont périodiquement le siège d'une double spermatogenèse dont les différentes phases sont en relation avec le cycle de mue. Les vésicules séminales présentent également des modifications cycliques.

Les spermatophores, dans le genre *Scutigerella*, sont déposés au hasard, en grand nombre et en absence de la femelle (1). Ce comportement de type primitif s'oppose au comportement de type le plus évolué, où un seul spermatophore est déposé en présence de la femelle. Il était donc intéressant d'étudier les caractéristiques de la période de dépôt et d'en chercher le déterminisme.

Les études ont été faites sur des mâles de *S. pagesi*, élevés séparément, à 20° C ± 2 environ. Les spermatophores ont été comptés et enlevés chaque jour. Les Symphyles continuant à muer quand ils sont adultes, les mues ont été notées.

La durée de l'intermue varie selon les individus; dans les conditions expérimentales indiquées sa durée moyenne est de 43 jours. L'intermue se divise chronologiquement en trois périodes : 1° une période sans émission de spermatophores, durant 5 jours en moyenne et consécutive à la mue; 2° une période d'émission durant en moyenne 28 jours; 3° une deuxième période sans émission, durant 10 jours en moyenne et précédant une nouvelle mue.

Les spermatophores sont émis pendant une période relativement longue, dont la durée, qui varie suivant les individus, est proportionnelle à celle de l'intermue. Quand la période d'émission est atteinte, les spermatophores sont émis de façon continue bien qu'à intervalles irréguliers. Le nombre total de spermatophores émis au cours d'une période varie de 150 à 450. Cette période d'émission cesse brusquement et l'arrêt est total. Elle est à peu près contemporaine de la période d'alimentation observée dans l'intermue par Savos (2); elle débute de 1 à 3 jours après la reprise de l'alimentation et cesse en même temps qu'elle.

Les caractères du cycle d'émission des spermatophores ont conduit à étudier l'évolution de l'appareil génital, et à montrer qu'ils sont en relation avec une évolution périodique de ce dernier. L'étude en a été faite en fixant des mâles à des moments précis du cycle au liquide de Duboscq-Brazil et à celui de Maximow. Les colorations ont été les suivantes : réac-

tion nucléale de Feulgen et Rossenbeck-picro-indigocarmin, hématoxyline de Heidenhain-érythrosine.

Au début de la période d'émission, les testicules présentent une zone germinative très étendue, montrant au hasard quelques métaphases spermatogoniales; ils sont constitués en majeure partie par des spermatozoïdes en bâtonnet, disséminés au sein de petits éléments cellulaires colorables uniquement par les colorants cytoplasmiques, et constituant la granula de Schmidt ([3]). L'étude des testicules dilacérés dans le Ringer permet de reconnaître : 1° les spermatozoïdes en bâtonnet, avec leur acrosome, leur pièce intermédiaire et leur long flagelle; 2° les éléments de la granula sous la forme de petites cellules ovoïdes, de taille et d'aspect quelque peu variables, qui présentent un corps réfringent interne et un court flagelle, et qui doivent être considérés comme des spermatozoïdes aberrants. Les vésicules séminales ont une lumière très large, remplie de spermatozoïdes, de granula et de boules de sécrétion; celles-ci sont dues à l'activité de l'épithélium des vésicules dont les cellules, de hauteur variable, montrent une activité sécrétoire rythmique et non synchrone.

Au fur et à mesure de l'émission, les testicules se vident de leurs spermatozoïdes et de la granula, tandis que des métaphases spermatogoniales nombreuses multiplient le nombre de spermatogonies.

A la fin de la période d'émission, les testicules ne contiennent plus ou que très peu de spermatozoïdes; ils sont alors constitués par un très grand nombre de spermatogonies groupées en cystes; les métaphases de la première et de la deuxième division de maturation commencent à apparaître au sein de certains cystes dont les cellules évoluent de façon synchrone; la zone germinative est très peu étendue. La lumière des vésicules séminales, réduite, contient encore des spermatozoïdes libres, les cellules de la paroi, devenues très hautes, présentent par contre des vacuoles remplies de spermatozoïdes (jusqu'à 50 par vacuole). Ce phénomène d'inclusion, déjà vu par Tiegs ([4]), est suivi de pycnose et doit être considéré comme une phase de résorption des spermatozoïdes non émis. Au cours de la phase de repos qui suit la période d'émission, tous les spermatozoïdes restant seront ainsi résorbés dans l'épithélium des vésicules séminales.

Au début de la période d'arrêt, les testicules montrent, en plus de divisions de maturation, d'abord des spermatides à différents degrés d'évolution, puis des spermatozoïdes mûrs, groupés dans des cystes sans granula. Quelques jours avant la mue, les cystes n'ayant pas encore évolué commencent leur évolution; celle-ci se termine après la mue et constitue une deuxième spermatogenèse produisant la granula. Il apparaît, dans ces cystes, des divisions homologues des divisions de maturation mais sans individualisation visible de chromosomes. La chromatine se condense, le noyau devient pycnotique. D'abord sphérique, il s'étire, puis ses deux extrémités se renflent tandis que la partie centrale s'amenuise. Bientôt deux noyaux fils, plus petits que le noyau initial apparaissent, tandis

que le cytoplasme se divise. Une division du même type se produit dans les cellules filles, les figures obtenues étant nettement plus petites. Ces divisions ressemblent à des amitoses, mais ne sont sans doute que des mitoses pycnotiques. Dans les cellules auxquelles elles donnent naissance, le noyau par la suite, devient de plus en plus petit et la chromatine devient de moins en moins décelable. Les éléments ultimes de cette spermatogenèse aberrante, dans lesquels les noyaux ne peuvent plus être mis en évidence, constituent la granula. Sa genèse terminée, les limites des cystes disparaissent, les spermatozoïdes s'éparpillent et l'émission des spermatophores recommence, indiquant la reprise d'un nouveau cycle.

Des résultats identiques ont été obtenus chez d'autres espèces du même genre; des photographies des différentes phases seront données ultérieurement.

Au fait que les spermatophores, dans le genre *Scutigerella*, sont déposés en grand nombre par les mâles en absence des femelles, il faut ajouter celui que leur émission a lieu au cours de chaque intermue, pendant une période nettement localisée, dont la durée est fonction de celle de l'intermue. L'émission cyclique des spermatophores est la conséquence des variations physiologiques, également cycliques, de l'appareil génital. Il est remarquable que les différentes phases de l'évolution périodique des testicules et des vésicules séminales soient étroitement liées au cycle de la mue.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) L. Juberthie-Jupeau, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 469.

(2) *Dissert. Abstr. U. S. A.*, 19, 1958, p. 916-917.

(3) *Quart. J. micr. Sc.*, 85, 1945, p. 191-328.

(4) *Z. wiss. Zool.*, 59, 1895, p. 436-510.

(*Laboratoire souterrain du C. N. R. S., Moulis, Ariège.*)

BIOLOGIE MARINE. — *Nouvelle avance de Mollusques intercotidaux septentrionaux vers le Sud du Portugal.* Note (*) de M. **Édouard Fischer-Piette**, présentée par M. Louis Fage.

Je rappelle d'abord que pour qui fréquente régulièrement, comme je le fais depuis des années, toute la longueur des côtes atlantiques françaises et ibériques, s'offre actuellement un spectacle inattendu, celui de déplacements considérables de frontières géographiques d'espèces intercotidales septentrionales diverses (Algues, Lichens, Crustacés, Mollusques). Elles progressent en direction du Sud, dans le sens Bretagne-Biscaye, ou Galice-Gibraltar, ou encore Galice-Biscaye (la Galice rappelant la Bretagne, tandis que la Biscaye rappelle le Portugal).

Je rappelle, d'autre part, que cette progression avait été précédée d'un mouvement en sens inverse, de recul [1], souvent sur des centaines de kilomètres. En particulier, pour ce qui concerne les côtes Ouest-ibériques, *Littorina obtusata* avait reculé de 770 km, *Littorina littorea* de 380 km, *Purpura lapillus* de 200 km, et, pour *Littorina saxatilis*, s'était créée une lacune considérable, de 380 km, s'étendant de Vila Nova de Milfontes à Tarifa.

A partir de ces points de recul, reconnus en 1955-1956, il fut constaté en 1957 [2] que *Littorina obtusata* avait établi un poste avancé à 350 km plus au Sud; *Purpura lapillus*, de même, un poste avancé à 165 km plus au Sud, à Sagres; et que *Littorina littorea* et *Littorina saxatilis* n'avaient pas bougé; mais en 1958 [3] la dernière de ces espèces avait établi une station à Portimao, à 130 km plus au Sud que la limite Nord de sa lacune.

Nous venons de faire, en février 1960, de nouvelles constatations parlant dans le même sens. Cette fois le changement le plus remarquable concerne *Patella vulgata* L., une des plus courantes de nos espèces intercotidales.

Nous ne pouvons savoir jusqu'où elle allait vers le Sud au début du siècle, car les anciens auteurs ibériques ne séparaient pas d'elle la *Patella intermedia* Jeffreys, espèce connue pour aller jusqu'au Sénégal, Mais, en 1955-1956, nous avions établi que sa frontière Sud se situait au Portugal : à Odeceixe.

Or maintenant elle va à 100 km plus loin, jusqu'à Portimao, et ce progrès s'est accompli entre 1958 et 1960. Elle n'a pas encore peuplé toute la longueur des côtes situées entre Odeceixe et Portimao, car c'est en vain que nous l'avons cherchée à Lagos. Mais on la trouve à Carrapateira (à peine un début de peuplement) et à Sagres (mieux établie). A Portimao il y en a des centaines d'individus.

Ces néo-populations appartiennent en très grande majorité à la variété *picta*, beaucoup plus favorisée ici qu'en Bretagne où elle ne constitue qu'une très petite minorité.

Nous avions fait connaître ([4]) qu'à partir de Buarcos l'espèce abandonnait la région la plus élevée de son habitat pour se cantonner au-dessous du niveau d'humectation des pleines mers de morte-eau. Il en est de même dans la région nouvellement peuplée, de Odeceixe à Portimao. Sans doute, dans ces contrées méridionales, la dessiccation devient trop forte au-dessus du niveau que la mer vient ré-humecter tous les jours.

Ce remarquable progrès de *Patella vulgata* a été accompagné de la consolidation des progrès de *Purpura lapillus* et de *Littorina saxatilis*.

Purpura lapillus, dans sa station actuellement la plus méridionale, Sagres, où elle avait été vainement cherchée en 1956, n'avait été trouvée en 1957 qu'en très petite quantité : sur les centaines de mètres de la station, en tout huit pontes (ce qui est le plus facile à trouver), 11 individus vivants, une coquille vide. En 1960, des pontes fréquentes, et des centaines d'individus (densité de population, jusqu'à 5 par mètre carré).

Pour *Littorina saxatilis*, la station terminale, Portimao, se trouve à peu près au même point qu'en 1958; mais il s'est établi une station intermédiaire : à Sagres, où l'espèce avait été vainement cherchée en 1956 et en 1958, on en trouve maintenant dans toute une région de la localité, de 40 à 150 par mètre carré.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) E. Fischer-Piette, *Publ. Inst. Biol. Apl.*, Barcelone, 26, 1957, p. 35-40.

([2]) E. Fischer-Piette, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1301.

([3]) E. Fischer-Piette, *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1145, 1959, p. 29.

([4]) E. Fischer-Piette et J.-M. Gaillard, *J. Conchyl.*, 119, 1959, p. 169.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence d'uridine diphosphate-N-acétylgalactosamine dans la glande thyroïde de bœuf et de mouton.* Note (*) de M. **Jean Grégoire**, Mmes **Nicole Limozin** et **Jana Grégoire**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La fraction uridine diphosphate-N-acétylhexosamine, isolée de la glande thyroïde de bœuf ou de mouton par chromatographie sur échangeur d'anions, renferme un mélange d'UDP-N-acétylglucosamine et d'UDP-N-acétylgalactosamine. La thyroïde est l'un des rares tissus dans lesquels on ait jusqu'à présent identifié l'UDP-N-acétylgalactosamine.

Au cours d'un travail antérieur sur l'isolement des nucléotides libres de la glande thyroïde (1) nous avions noté la teneur élevée en uridine diphosphate-N-acétylhexosamine (UDPAH) des thyroïdes de mouton et de bœuf (0,25 μ mol/g, soit 20 % des nucléotides totaux de la glande). Nous montrons dans cette Note que la fraction UDPAH est constituée par un mélange d'uridine diphosphate-N-acétylglucosamine (UDPAG) et d'uridine diphosphate-N-acétylgalactosamine (UDPAGa). Si le premier de ces nucléotides est largement distribué dans la nature, il ne semble pas en être de même du second qui, jusqu'à présent, n'a été décelé que dans le foie de bœuf (2) et l'oviducte de poule (3).

Extraction et purification. — Les glandes provenant d'animaux d'abattoir ont été congelées dans l'azote liquide immédiatement après leur prélèvement; les nucléotides ont été extraits par l'acide trichloracétique 0,6 N et fractionnés par chromatographie sur colonne d'échangeur d'anions Dowex 1-X-10 (formiate) à la température de 4° C, selon le procédé d'Hurlbert et coll. (4). A partir de 250 g de thyroïde (de mouton ou de bœuf) on isole ainsi 60 μmol environ d'une fraction constituée presque uniquement d'UDPAH. On purifie cette fraction par adsorption sur Activit 50 X L et par une nouvelle chromatographie sur échangeur d'anions dans des conditions d'élution différentes des précédentes. Le diagramme d'élution, obtenu reproductiblement au cours de quatre préparations différentes est le suivant (*fig.* 1) :

Analyse. — La fraction correspondant au premier pic est concentrée par adsorption sur Activit et éluée par l'alcool aqueux à 0,5 % d'ammoniaque. Elle se comporte comme un corps pur à la chromatographie sur papier [solvant : éthanol à 95 % (7,5 vol), acétate d'ammonium 1 M, pH 7,5 (3 vol)] (6) en donnant une seule tache, révélée par photographie selon Markham et Smith (7), de même R_f qu'un échantillon purifié d'UDPAG (8). L'éluat de la tache a le spectre d'absorption ultraviolet caractéristique des dérivés de l'uridine. L'hydrolyse de la substance par HCl 0,02 N, 5 mn à 100°, libère de l'uridine-5'-diphosphate caractérisé par chromatographie sur papier (6) et des composés réducteurs (9). La quantité d'acétyl-

hexosamine libérée, dosée par la méthode colorimétrique de Reissig et coll. ([10]) et exprimée en N-acétylglucosamine n'est que de 0,7 mol; ce résultat suggère la présence d'acétylgalactosamine, dont le pouvoir chromogène à $\lambda = 585$ mμ n'est que les 35/100e de celui de l'acétylglucosamine. L'analyse de la fraction est résumée dans le tableau ci-après.

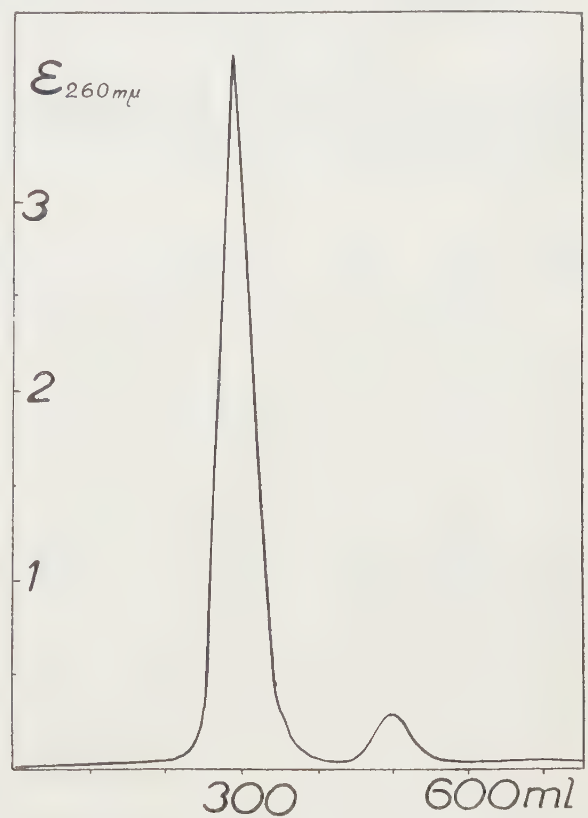


Fig. 1. — Rechromatographie de la fraction UDPAH provenant d'un extrait de 250 g de thyroïde de mouton.

Colonne de 15 cm × 0,5 cm². Dowex 1-X-10. 200-400 mailles. Formiate. Élution par variation de concentration en formiate d'ammonium 0 à 1 M, pH 5 à l'aide du dispositif décrit antérieurement ([5]). Ballon mélangeur de 500 ml.

Abscisses : volumes d'éluant; Ordonnées : densité optique à 260 mμ des éluats.

La confirmation des résultats de l'analyse a été apportée par la séparation chromatographique sur papier de l'acétylglucosamine, de l'acétylgalactosamine et de leurs produits d'oxydation respectifs par la ninhydrine, l'arabinose et le lyxose.

Valeurs en molécules par molécule d'uridine (*a*).			
P total (*b*).	P labile (*c*).	N-acétylhexosamine (*d*).	pouvoir réducteur (*e*).
2,05	1,08	0,7	0,90

(*a*) ε_M à 262 mμ (à pH 7) = 10 000.

(*b*) et (*c*) Selon Briggs.

(*d*) Selon Reissig et coll. ([10]) (étalon de N-acétylglucosamine).

(*e*) Selon Parke et Johnson ([9]) (étalon de N-acétylglucosamine).

1° L'hydrolyse ménagée de la fraction UDPAH libère deux composés qui migrent sur papier Whatman 1 traité au borate [11] (solvant butanol/pyridine/eau 6 : 4 : 3) comme des témoins de N-acétylglucosamine et de N-acétylgalactosamine (révélation par le réactif de Morgan-Elson).

2° L'hydrolyse de la fraction UDPAH par ClH 2 N à 100° suivie d'une désamination par la ninhydrine à pH 4,7 à 100° (réaction de Gardell et coll.) [12] fournit deux substances révélables au phtalate d'aniline, qu'on sépare, après passage sur colonnes d'échangeurs de cations et d'anions, par chromatographie sur papier (solvant butanol/pyridine/eau 6 : 4 : 3) et qu'on identifie par leur $R_{(glucose)}$ à l'arabinose et au lyxose, R_g respectifs 113 et 134 (glucose = 100).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) S. Lissitzky, J. Grégoire, N. Limozin et J. Grégoire, *Biochim. Biophys. Acta*, 35, 1959, p. 565.

(2) H. G. Pontis, *J. Biol. Chem.*, 216, 1955, p. 195.

(3) J. L. Strominger, *Biochim. Biophys. Acta*, 17, 1955, p. 283.

(4) R. B. Hurlbert, H. Schmitz, A. F. Brumm et V. R. Potter, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.

(5) J. Grégoire, J. Grégoire et N. Limozin, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 40, 1958, p. 767.

(6) A. C. Paladini et L. F. Leloir, *Biochem. J.*, 51, 1952, p. 426.

(7) R. Markham et J. D. Smith, *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 294.

(8) Le Docteur J. L. Strominger nous a donné un échantillon purifié d'UDPAG.

(9) J. T. Park et M. J. Johnson, *J. Biol. Chem.*, 181, 1949, p. 149.

(10) J. L. Reissig, J. L. Strominger et L. F. Leloir, *J. Biol. Chem.*, 217, 1955, p. 959.

(11) E. Cabib, L. F. Leloir et C. E. Cardini, *J. Biol. Chem.*, 203, 1953, p. 1055.

(12) S. Gardell, F. Heijkensjold et A. Rochnorlund, *Acta Chem. Scand.*, 4, 1950, p. 970.

(Laboratoire de Chimie biologique, Faculté de Médecine-Pharmacie, boulevard d'Alès, Marseille.)

PHARMACOLOGIE. — *Activités anticholinestérasiques* (in vitro) *du di-iodométhylate de bis-(diméthylamino-3-phénoxy)-1.3 propane et de son di-ester carbamique.* Note de Mmes **France Tazieff-Depierre** et **Léone Martin**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Nous avons déterminé la nature compétitive de l'inhibition des cholinestérases réalisée par le 2842 CT et le déplacement immédiat de celui-ci par le substrat du complexe enzyme-inhibiteur. Le 3113 CT au contraire est déplacé lentement, ce qui permet de déterminer son inhibition dans des conditions non compétitives.

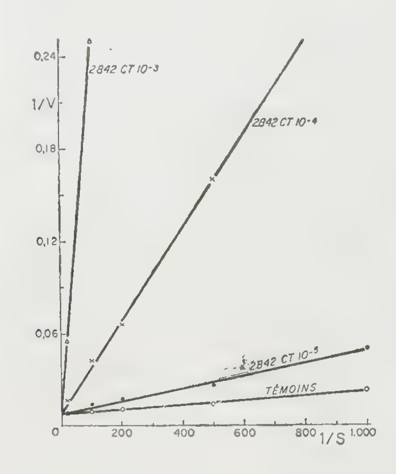
Dans une récente Communication [1], nous avons montré l'importance de l'effet de dilution pour l'estimation de l'activité anticholinestérasique *in vivo* (chien) du di-iodométhylate de bis-(diméthylamino-3-phénoxy)-1.3 propane (2842 CT), inhibiteur très réversible. Pour la détermination de cette activité *in vitro* le facteur de dilution a un rôle négligeable puisque l'inhibiteur est ajouté à la suspension globulaire déjà diluée. On sait, par contre, que pour une inhibition compétitive, l'addition du substrat peut entraîner une diminution d'inhibition très importante [2] et la protection obtenue avec le 2842 CT vis-à-vis d'autres anticholinestérasiques nous fait penser que c'est le cas pour cet inhibiteur [3]. Pour comparer dans les mêmes conditions l'activité *in vitro* du 2842 CT avec celle de son di-ester carbamique : di-iodométhylate de bis-(diméthylcarbamoxy-3 diméthylamino-5 phénoxy)-1.3 propane (3113 CT) il faudra donc déterminer si ces inhibiteurs sont compétitifs et dans ce dernier cas si le déplacement de l'inhibiteur par le substrat du complexe enzyme-inhibiteur se fait à la même vitesse. Nous savons déjà [4] qu'après incubation avec une préparation de globules rouges humains (acétylcholinestérase) le 3113 CT est déplacé lentement par le substrat comme la plupart des inhibiteurs à fonctions carbamiques [5].

Pour savoir si l'action de ces inhibiteurs est compétitive, nous avons analysé selon la méthode graphique de Lineweaver et Burk [6] les résultats d'inhibition des pseudocholinestérases (plasma humain au 1/12e) obtenus par la méthode de Warburg-Ammon. Suivant cette méthode on porte en abscisse 1/V et en ordonnée 1/S, V représentant la quantité de gaz carbonique dégagé en 10 mn et S la concentration moléculaire du substrat, la concentration de l'enzyme restant constante. Les courbes ont été tracées d'après les résultats consignés dans le tableau I.

Dans le cas du 2842 CT, on voit que les courbes obtenues sont des droites. L'intersection de celles-ci avec l'ordonnée étant la même quelle que soit la concentration de l'inhibiteur, on peut en conclure, suivant les conceptions classiques, que l'inhibition obtenue avec cet inhibiteur est du type compétitif. L'inhibition est constante durant l'expérience. Comme elle se montre d'emblée compétitive malgré l'incubation préalable de l'enzyme

avec l'inhibiteur, il est logique de penser que le 2842 CT est déplacé immédiatement par le substrat avant la première lecture de l'expérience. La valeur de l'inhibition observée sera donc inférieure à celle existant avant la mise en compétition avec le substrat.

Dans le cas du 3113 CT, nous avons pu constater que pour de fortes concentrations d'inhibiteur les intersections des droites avec l'ordonnée se font nettement au-dessus de celles obtenues avec l'enzyme non inhibée ou incubée avec de faibles concentrations d'inhibiteur. On peut en conclure que, tout au moins dans la première partie de l'expérience, l'inhibition n'est pas compétitive. Il est probable qu'elle le devienne ensuite comme cela a été observé ([5]) pour d'autres inhibiteurs à fonctions carbamiques qui sont déplacés lentement par le substrat.



Nous pouvons penser que l'addition du substrat au mélange enzyme-inhibiteur a la même influence dans le cas de l'acétylcholinestérase. Pour le confirmer nous avons étudié la variation de l'inhibition de l'acétylcholinestérase (globules rouges humains au 1/36e) en fonction de la concentration du substrat quand l'enzyme est incubée au préalable avec l'inhibiteur. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II. On voit que dans le cas du 2842 CT, le CI^{50} (50 % d'inhibition) est abaissé d'environ 4.10^{-6} à 8.10^{-8} quand la concentration du substrat passe de 0,06 M à 0,001 M. Ces faits confirment la nature compétitive de l'inhibition exercée par le 2842 CT sur l'acétylcholinestérase. L'inhibition est constante durant l'expérience, le déplacement de l'inhibiteur par le substrat du complexe formé avec l'acétylcholinestérase est donc immédiat comme dans le cas du complexe formé avec la pseudocholinestérase (plasma humain). Dans le cas du 3113 CT, si nous considérons seulement la première partie de l'expérience, nous constatons que le CI^{50} varie très peu (tableau II) quand on fait varier le substrat dans les mêmes conditions que précédemment. On peut en déduire que cet inhibiteur n'est pratiquement pas déplacé avant la première lecture et que l'inhibition observée doit être voisine de celle

existant avant l'addition du substrat si l'on tient compte seulement de cette première lecture.

TABLEAU I

Concentrations mol. Ac. Choline	$\frac{1}{S}$	Concentrations mol. du 2842 CT 0	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
		Dégagement de CO_2 entre les 3e et les 13e minutes			
0.05	20	126	18	62	126
0.01	100	106	4	19	75
0.005	200	93	2	15	57
0.002	500	70	0	6	32
0.001	1000	44	0	3	20

TABLEAU II

N° du produit CT	Concentrat. mol. de l'inhibiteur	Concentr. mol. Ac. β. méthylcholine 0.001	0.003	0.03	0.06
		% d'inhibition			
2842	5.10^{-6}	100	97	85	56
	3.10^{-7}	87	80	23	5
	1.10^{-7}	66	45	10	0
	5.10^{-8}	40	27	5	
3113	2.10^{-9}	70	70	60	60

Les conditions de l'expérience sont les suivantes : toutes les dilutions sont effectuées dans du CO_3NaH à 0,025 M; la gazéification est faite avec un mélange gazeux comportant 95 % de N_2 et 5 % de CO_2. La température est de 37°. Le volume total de liquide dans les cupules est de 3 ml. Les chiffres donnés sont ceux corrigés quand il y a lieu par l'hydrolyse spontanée du substrat. L'enzyme est incubé avec l'inhibiteur avant l'addition du substrat.

Nous pouvons conclure de ce travail que : l'inhibition des cholinestérases réalisée avec le 2842 CT est compétitive et que le déplacement de l'inhibiteur par le substrat est immédiat. Pour cette raison, les nombres obtenus pour l'inhibition avec la méthode de Warburg-Ammon sont très inférieurs à ceux réalisés avant la mise en compétition avec le substrat. Au contraire, l'inhibition obtenue avec le 3113 CT n'est pas compétitive tout au moins dans le début de l'expérience. Les nombres obtenus pour l'inhibition d'après la première lecture doivent donc être voisins de ceux existant avant l'addition du substrat. Il est, par conséquent, difficile de comparer les activités anticholinestérasiques du 2842 CT et du 3113 CT. Ces observations soulignent le fait (sur lequel certains auteurs avaient déjà attiré l'attention) de la difficulté de comparer les activités de deux inhibiteurs dont la cinétique est différente.

(1) F. Tazieff-Depierre et L. Martin, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 627.
(2) A. S. V. Burgen, *Brit. J. Pharmacol.*, 4, 1949, p. 219.
(3) F. Depierre et L. Martin, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 183.
(4) J. Jacob, F. Depierre et A. Funke, *Experientia*, 13, 1957, p. 119.
(5) M. H. Roepke, *J. Pharmacol.*, 59, 1937, p. 264.
(6) H. Lineweaver et D. Burk, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 658.

(Institut Pasteur, Service de Chimie thérapeutique.)

VIROLOGIE. — *Perturbations provoquées* in vivo *dans la multiplication des ribonucléotides virales.* Note de M. **Jean Choay**, Mme **Léone Dhennin**, MM. **Maurice Thely** et **Louis Dhennin**, présentée par M. Gaston Ramon.

L'injection de quantités relativement importantes de ribonucléase I, d'acide ribonucléique non homogène polymérisé et de ce dernier dépolymérisé par voie enzymatique, seuls ou en mélange, retarde à des degrés divers l'évolution de la fièvre aphteuse chez le Cobaye. L'effet virostatique passager qui est observé semble dû à un déséquilibre du système enzyme-substrat considéré.

Nous avons cherché à perturber dans l'organisme l'équilibre d'une enzyme et d'un substrat, en l'occurence la ribonucléase I et l'acide ribonucléique, qui jouent probablement un rôle important dans la synthèse des nucléoprotéines virales. Nous avons suivi les perturbations apportées à ces synthèses par les modifications de l'évolution d'une maladie virale expérimentalement provoquée par inoculation. La maladie choisie pour cette étude a été la fièvre aphteuse chez le Cobaye. Les produits correspondent aux caractéristiques suivantes :

— l'acide ribonucléique (ARNp) est celui de la levure, obtenu sous la forme polymérisée. Ce produit ne s'est pas révélé homogène à l'analyse;

— un mélange de nucléotides obtenu par dépolymérisation de l'acide ribonucléique précédent à l'aide de la ribonucléase I (ARNd). Il s'agit par conséquent d'un mélange de mononucléotides pyrimidiques et d'oligonucléotides dont le groupe terminal est un 3'-phosphoryl secondaire lié à un nucléoside pyrimidique. Étant donné l'hétérogénéité du matériel de départ, la présence d'impuretés n'est pas exclue;

— la ribonucléase I (RNase) est d'origine pancréatique bovine, préparée sous la forme cristallisée, selon la méthode de Mc Donald [1]. Il s'agit de la phosphodiestérase des 3'-pyrimidine nucléotides.

Ces trois produits ont été lyophilisés puis solubilisés au moment de l'emploi dans du soluté chloruré isotonique.

Le virus utilisé est celui de la fièvre aphteuse type « O », souche Vallée, adapté au Cobaye. Les aphtes prélevés au niveau du coussinet plantaire sont broyés et mis en suspension dans une solution tamponnée à pH 7,6. Ce virus est l'un des plus petits et s'apparente à une ribonucléoprotéine pratiquement pure. La maladie se manifeste par l'apparition d'aphtes primaires au point d'inoculation, suivie d'une généralisation au coussinet plantaire de la patte opposée puis aux pattes antérieures et à la bouche. Avec une inoculation de 0,25 ml d'une dilution de virus à 10^{-3}, les aphtes primaires apparaissent avant la 24e heure, et la généralisation avant la 48e heure. Nous avons complété l'observation classique de l'évolution de la maladie par l'apparition des aphtes en recherchant le virus dans le sang à différents moments. Ainsi a été mise en évidence la présence de virus dans le sang dès la 5e minute après l'inoculation et jusqu'à la 96e heure.

L'étude des substances a été effectuée par rapport à des lots témoins d'animaux inoculés ne recevant aucun traitement. Afin de leur permettre d'intervenir rapidement aux lieux des synthèses virales, elles ont été introduites directement dans le système circulatoire. La voie intrapéritonéale ayant donné les mêmes résultats que la voie intracardiaque, c'est la première qui a été choisie. Pour maintenir dans l'organisme un taux de substances suffisamment élevé, nécessité tant par leur labilité particulière que par l'obligation de réaliser un déplacement quantitatif d'équilibre, les injections ont été répétées toutes les 5 h; la première injection des produits essayés a été faite une demi-heure avant l'inoculation.

L'analyse des résultats consignés dans le tableau fait apparaître que chacun des facteurs de la réaction enzyme-substrat qui ont été étudiés provoque un retard d'environ 48 h dans l'évolution exceptionnellement rapide de cette maladie. Ce retard a été confirmé par la recherche du virus dans le sang : celui-ci apparaît en même temps que les aphtes primaires et non dès la 5ᵉ minute qui suit l'inoculation. A la 48ᵉ heure, 90 % des animaux témoins ont des lésions de généralisation, alors qu'aucun des animaux traités n'en présente; il apparaît cependant une différence d'action entre les produits : l'ARNp comme l'ARNd confère une protection plus importante que la RNase, par contre le mélange d'enzyme et d'ARNd a donné les meilleurs résultats. Il semble que la dose de 66 mg/kg soit dans le cas présent la plus convenable. 72 h après l'injection d'ARNp seul ou associé à la RNase, 66 % des animaux sont indemnes de lésions aphteuses, les autres ne présentent que des aphtes primaires. Le caractère statique de l'action de ces produits cède au 4ᵉ jour après l'inoculation et l'on voit apparaître progressivement des aphtes secondaires. Un très faible pourcentage d'animaux traités a échappé à l'infection. Nous avons par ailleurs remarqué que l'ion magnésium était défavorable à l'action virostatique passagère de l'acide nucléique en favorisant le développement viral.

Produits.	Dose (mg/kg).	Nombre d'animaux.	Après 24 h.			Après 48 h.			Après 72 h.			Après 96 h.		
			N.	P.	G.	N.	P.	G.	N.	P.	G.	N.	P.	G.
Témoins	–	17	0	17	1	0	17	15	0	17	17	0	17	17
ARNp	80	4	4	0	0	4	0	0	3	1	0	2	1	1
ARNd	66	6	6	0	0	3	3	0	0	5	4	–	–	–
RNase	66	6	2	4	0	1	5	0	1	5	2	1	5	3
ARNd RNase	25 25	5	5	0	0	2	3	0	2	3	1	1	4	2
ARNd RNase	66 66	9	9	0	0	9	0	0	6	2	0	1	5	2
RNase Alternance ARNd.	80 80	4	4	0	0	4	0	0	2	1	0	0	2	1

Inoculation : 0,25 ml d'une dilution de virus à 10^{-3}.

N, nombre d'animaux ne présentant pas d'aphtes; P, nombre d'animaux présentant des aphtes primaires; G, nombre d'animaux présentant des aphtes secondaires.

L'importance pondérale des doses utilisées indique que nous avons probablement modifié des équilibres entre l'enzyme et le substrat, lesquels sont soumis à des phénomènes régulateurs de compensation. Comme ces déséquilibres n'ont été obtenus ici que de façon transitoire, l'évolution de la maladie n'a pu être que retardée. L'action enzymatique spécifique de la RNase I sur son substrat conduit à des nucléotides dépolymérisés formés principalement de mono- et d'oligonucléotides et accompagnés le cas échéant d'impuretés. Nous avons constaté que ces mélanges nucléotidiques avaient gardé l'action virostatique passagère.

Il était tentant de rapprocher cette action de l'activité inhibitrice de la polynucléotide phosphorylase que présentent les nucléotides. Cette propriété a été signalée par Beers ([2]), mais comme cet auteur n'a pas retrouvé cette inhibition avec les nucléotides dépolymérisés par la ribonucléase, il semble que ce rapprochement doive être abandonné. Quoi qu'il en soit, on peut se demander si l'injection de RNase I n'a pas pour effet de libérer des fractions nucléotidiques virostatiques ou, inversement, si l'injection d'ARNp ou d'ARNd n'a pas comme conséquence une libération importante de RNase dans l'organisme, laquelle serait responsable de l'activité virostatique. L'augmentation du taux d'une enzyme sous l'influence de l'injection d'un substrat a été signalée pour le système désoxyribonucléase I et II et acide désoxyribonucléique par Zahn et coll. ([3]). D'autres hypothèses peuvent être émises, toutefois les doses employées et la persistance de l'activité après la dépolymérisation enzymatique rendent peu probable un rapprochement avec des substances à action antibiotique ([4]), même si elles se sont révélées avoir une structure qui les apparente aux nucléoprotéines ([5]).

En conclusion, l'étude des substances intervenant dans le déplacement de l'équilibre entre la ribonucléase I et l'acide ribonucléique nous a conduit à observer une virostase passagère. Ce résultat peut permettre d'envisager des développements ultérieurs.

([1]) Mc Donald, *J. Gen. Physiol.*, 32, 1948, p. 39.
([2]) R. F. Beers, *Nature*, 183, 1959, p. 1335.
([3]) Zahn et coll., *Nature*, 182, 1958, p. 1679.
([4]) R. E. Shope, *J. Exp. Med.*, 97, 1953, p. 601.
([5]) U. F. Lewis, E. L. Rickes, Mc Clelland et G. Brink, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 4115.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Le problème histo-physio-pathologique de la sclérose en plaques.* Note (*) de M. **Paul Le Gac**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les lésions majeures de la sclérose en plaques sont d'ordre vasculaire. Sous la forme d'artérites, d'endartérites et d'endothélites elles provoquent une anoxie du tissu nerveux. Les lésions nerveuses sont secondaires. La névroglie, élément du système réticulo-endothélial, traduit sa fonction phagocytaire par une prolifération massive.

Dans le chapitre des maladies du système nerveux la sclérose en plaques est certes l'affection qui a soulevé et soulève encore le plus de problèmes restés insolubles.

Pour expliquer ce syndrome, différentes théories ont été successivement adoptées (infectieuse, allergique, virale) dont la preuve n'a jamais été faite. Quant aux lésions histologiques, leurs caractères disparates et leur imprécision n'ont jamais permis de retenir un processus pathognomonique certain.

Une Note présentée le 29 février [1] signalait que des cas de sclérose en plaques se révélaient comme des complications des rickettsioses et néo-rickettsioses; l'exposé d'aujourd'hui traite le problème histo-physio-pathologique de ces cas et les déductions qu'on peut en tirer.

Du tableau anatomo-pathologique de la sclérose en plaques ressortent trois points essentiels : les lésions vasculaires, les lésions nerveuses, la prolifération massive de la névroglie.

a. Les lésions vasculaires. — Les travaux des premiers histologistes qui se sont penchés sur ce problème [et principalement Rindfleisch [2] en 1863] montrent que leurs observations, d'emblée exactes, établissaient déjà que la sclérose en plaques n'était pas une maladie débutant par le tissu nerveux, mais très exactement une atteinte du système vasculaire nourricier, cette atteinte ayant pour conséquence une perturbation de la nutrition du tissu nerveux sous la dépendance des vaisseaux lésés.

C'est surtout à Déjérine [3] que revient le mérite d'avoir insisté sur la prépondérance des lésions vasculaires de la moelle et du cervelet (artérites, endartérites, endothéliites) et de s'être demandé si elles ne constitueraient pas les lésions princeps susceptibles d'expliquer la genèse de la sclérose en plaques.

Avec notre Maître Charles Anglade nous avons pu nous-même, fréquemment, faire les mêmes observations au laboratoire d'histo-pathologie nerveuse de Château-Picon (Bordeaux) sans pouvoir alors utilement les interpréter, car l'étiologie de ces lésions vasculaires n'ayant pas été déterminée malgré la théorie infectieuse de P. Marie [4], on en avait méconnu l'importance capitale et l'on s'était orienté vers d'autres hypothèses.

Aujourd'hui, la mise en évidence du processus spécifiquement angiotrope que représente l'infiltration rickettsienne et néo-rickettsienne des tuniques vasculaires (principalement de l'adventice) redonnent leur valeur primordiale aux observations, toujours valables, des premiers histo-pathologistes ayant étudié les lésions de la sclérose en plaques.

b. Les lésions nerveuses. — Pour autant que les lésions vasculaires soient constantes et prépondérantes, elles ne sont pas les seules. Comme l'ont fait ressortir Charcot ([5]), Babinski ([6]), A. Thomas ([7]), I. Bertrand ([8]), Marinesco ([9]) parmi tant d'autres, on note toujours des altérations du tissu nerveux. Ces lésions consistent en atteintes plus ou moins marquées des cylindre-axes dont la myéline est l'objet de perturbations importantes. Mais, d'une façon générale, ces lésions ne sont pas définitives; il semble, en effet, que les cylindre-axes atteints puissent subir une véritable restauration anatomique.

Les cellules paraissent peu touchées, elles sont cependant l'objet de modifications (phénomènes de vacuolisation, de dégénérescence graisseuse, de tigrolyse, etc.).

Toutes ces lésions sont secondaires, attribuables en partie à la prolifération névroglique, mais aussi vraisemblablement, à l'anoxie et à l'action des toxines rickettsiennes et néo-rickettsiennes susceptibles d'exercer une part active dans le processus de démyélimination.

c. La névroglie, son rôle. — Dans la sclérose en plaques la névroglie est le siège d'une prolifération intense. Elle doit cette révolution, non aux fonctions mineures de soutien et de remplissage qu'on lui concède, mais au fait qu'appartenant au système réticulo-endothélial, elle présente dans certains processus pathologiques, un pouvoir phagocytaire manifeste. La disposition radiée de son feutrage encerclant méthodiquement les éléments vasculaires réceptacles de l'agent pathogène, traduit une tentative de phagocytose. Rappelons que dans l'artériosclérose de la moelle et du cervelet, processus susceptible de reproduire intégralement le tableau clinique de la sclérose en plaques, le système réticulo-endothélial n'étant pas sollicité par les toxines endogènes, la phagocytose ne se manifeste pas et l'on n'observe pas de prolifération de la névroglie, sauf dans les cas de coexistence d'une autre infection.

En conclusion, sur le plan histo-physio-pathologique, on est donc amené à concevoir la sclérose en plaques comme le résultat d'une perturbation de la nutrition du tissu nerveux consécutive à l'atteinte vasculaire, perturbation s'adressant surtout aux deux éléments majeurs : l'oxygène et le glucose. Cette théorie de l'anoxie dans la sclérose en plaques présente le grand intérêt de pouvoir apporter une explication plausible aux rémissions si fréquentes au cours de cette affection.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) P. Le Gac, P. Giroud et N. Dumas, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1937.
(2) Rindfleisch, *Virchows. Arch.*, 26, 1863.
(3) Dejerine, *Rev. méd. mens.*, 3, 1883, p. 172.
(4) P. Marie, *Progrès médical*, 1884.
(5) Charcot, *Bull. et mém. de la soc. des Hôp. de Paris*, 1866, p. 79.
(6) Babinski, *Thèse*, Paris, 1885.
(7) A. Thomas, *Rev. neur.*, 15 juin 1910, p. 490.
(8) I. Bertrand, *Réun. neur. internat.*, Paris, 1924.
(9) Marinesco, *Rev. neur.*, n° 14, 1909, p. 957.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Géographie et Navigation, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par la mort de M. *Georges Durand-Viel* :

En première ligne..................	M. **André Gougenheim**.
En deuxième ligne, ex-æquo *et par ordre alphabétique*................	MM. **Jacques Bourcart**. **Robert Legendre**. **Jean Vignal**.
En troisième ligne..................	M. **Bernard Decaux**.
En quatrième ligne..................	M. **Robert Genty**.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

La séance est levée à 17 h 5 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE FÉVRIER 1960.

(*Suite*).

L'altération des granites calco-alcalins et des granodiorites en Côte-d'Ivoire forestière et les sols qui en sont dérivés, par NOËL LENEUF. Thèse. Paris, Office de la recherche scientifique et technique Outre-Mer.

Berzelius et la force vitale, par HUGO THEORELL. Estratto dai *Rendiconti dell' Accademia nazionale dei XL*, serie IV, vol. X. Roma, Accademia nazionale dei XL, 1959; 1 fasc. 31,5 cm.

Union géodésique et géophysique internationale. Comité national français. *Commission du Bassin de la Seine*, Cahier nº 15. *Prévision à très longue échéance. Changements climatiques résultant de l'érosion*, par VLADIMIR FROLOW. Paris, 1959; 1 fasc. 27 cm.

*Le cycle évolutif d'*Æcidium Poiraultianum *Troffer*, par ERNST GÄUMANN et CHARLES TERRIER, in *Rev. d. Mycologie*, 22, 1957; 1 feuille 24 cm.

Uromyces brizæ nov. spec., von ERNST GÄUMANN, EMIL MÜLLER, CHARLES TERRIER, in *Sydowia, Annales Mycologici*, Beiheft 1, 1957. Horn, N. Ö., Austria, Ferdinand Berger; 1 feuille 24,5 cm.

Extraits de *Uredineana*, vol. V, 1958 : *Le cycle évolutif de* Schrœteriaster alpinus *(Schroet.) Magn.*, par ERNST GÄUMANN, CHARLES TERRIER. *Les espèces de* Puccinia *sur le genre* Crucianella, par ERNST GÄUMANN. Paris, Paul Lechevalier; 2 fasc. 25 cm.

Extraits de *Phytopathologische Zeitschrift*, Band 32, Heft 3, 1958 : *Der Einfluss der Fusarinsäure auf den Wasserhaushalt abgeschnittener Tomatensprosse*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN, H. SCHÜEPP, W. OBRIST. Heft 4, 1958 : *Ueber die Wirkungsmechanismen der Fusarinsäure*, von ERNST GÄUMANN. Band 34, Heft 4, 1959 : *Ueber Lycomarasminsäure ein Umwandlungsprodukt des Lycomarasmins*, von ERNST GÄUMANN, ST. NAEF-ROTH. Band 35, Heft 4, 1959 : *Ueber die Isolierung und den chemischen Nachweis des Orchinols*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN. Band 36, Heft 1, 1959 : *Ueber chemische Abwehrreaktionen bei Orchideen*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN. Heft 2, 1959 : *Der Einfluss einiger Wilketoxine auf den Wasserhaushalt abgeschnittener Tomatensprosse*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN, W. OBRIST. Berlin, und Hamburg, Paul Parey; 6 fasc. 24,5 cm.

Annales françaises de Chronométrie. Période d'un oscillateur quasi-linéaire. Applications de la seconde approximation de la formule d'Airy, par RAYMOND CHALÉAT. *La précision du pendule conique*, par RAYMOND CHALÉAT, 1955; 2 fasc. 24 cm.

Étude des problèmes particuliers aux goupilles de raquette, par RAYMOND CHALÉAT, in *Actes du Ve Congrès international de chronométrie*. Besançon, Institut de Chronométrie, s. d.; 1 fasc. 24 cm.

Recherches sur la synchronisation, par RAYMOND CHALÉAT. Thèse. Paris, Imprimerie Sennac, 1954; 1 vol. 23,5 cm.

Théorie générale de l'échappement à ancre, par RAYMOND CHALÉAT, in *Annales de Chronométrie*, nos 3-4. Paris, Imprimerie Sennac, s. d.; 1 vol. 24 cm.

Introduction mathématique à la mécanique des fluides, par CAIUS JACOB. Préface par HENRI VILLAT. Budapest, Éditions de l'Académie de la République populaire roumaine, et Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 24 cm (présenté par M. Henri Villat).

LEONHARDI EULERI, Opera omnia. Sub auspiciis Societatis scientiarum naturalium helveticae. Edenda curaverunt ANDREAS SPEISER, ERNST TROST, CHARLES BLANC. Series secunda : *Opera mechanica et astronomica*. Vol. XXVIII. Turici, Orell Füssli, 1959; 1 vol. 29 cm.

Les systèmes d'idéaux, par PAUL JAFFARD, in *Travaux et recherches mathématiques*, vol. 4. Paris, Dunod, 1960; 1 vol. 24,5 cm.

Le parasitisme chez les plantes, par CHARLES CHRISTMANN. Paris, Armand Colin, 1960; 1 vol. 16,5 cm.

Université de Paris. Conférences du Palais de la Découverte. Série A, nº 252 : *Aperçus sur les zoonoses*, par P. GORET. Série D, nº 67 : *A la recherche de l'unité élémentaire des organismes vivants. Histoire de la théorie cellulaire*, par MARC KLEIN. Paris, Librairie du Palais de la Découverte, 1959; 2 fasc. 18 cm.

Id. Série B, nº 28. *La méthode expérimentale. Son histoire, ses tendances actuelles*, par RENÉ LECLERCQ. Paris, Librairie du Palais de la Découverte, 1959; 1 fasc. 21 cm.

Studies on the physiological and ecological Background to the reproduction of the Capercaillie (Tetrao urogallus *Lin*), by VIDAR MARCSTRÖM. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wicksells Boktryckeri AB, 1960; 1 fasc. 23,5 cm.

K. Svenska Vetenskapsakademiens Arsbok för är 1959 Belaga, *Svante Arrhenius till 100-årsminnet av hans födelse*. Stockholm, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1959; 1 vol. 22,5 cm.

National physical laboratory. Symposium nº 9. *The Physical chemistry of metallic solutions and Intermetallic Compounds*. Vol. I et II. London, Her Majesty's stationery office, 1959; 2 vol. 23,5 cm.

The first and last balloon ascents of Pilatre de Rozier, by W. A. SMEATON, in *Archives internationales d'histoire des sciences*, nº 44, juillet-septembre 1958. Paris, Hermann; 1 fasc. 24 cm.

Lavoisier's membership of the assembly of representatives of the Commune of Paris 1789-1790, by W. A. SMEATON et *L'avant-coureur. The journal in which some of Lavoisier's earliest research was reported*, by W. A. SMEATON, in *Annals of Science*, vol. 13, nº 4, décembre 1957; 2 extraits 24,5 cm.

Fourcroy and the anti-phlogistic theory, by W. A. SMEATON, in *Endeavour*, vol. XVIII, nº 70, 1959; 1 extrait 28 cm.

République française. Institut national de la statistique et des études économiques. *Annuaire statistique de la France*. Résultats de 1958. LXVe vol. Nouvelle série, nº 7. Paris, Imprimerie nationale et Presses universitaires de France, 1959; 1 vol. 28 cm.

(*A suivre*).